



**Aspect dispersif de la propagation dans les roches :
caractérisation par méthodes acoustique et électrique et
mise en évidence de l'onde lente par matériau
synthétique**

Jean-Pierre Hérault

► **To cite this version:**

Jean-Pierre Hérault. Aspect dispersif de la propagation dans les roches : caractérisation par méthodes acoustique et électrique et mise en évidence de l'onde lente par matériau synthétique. [Rapport de recherche] Publications du LMA, numéro 153, LMA. 1999, 95 p. hal-01365728

HAL Id: hal-01365728

<https://hal.science/hal-01365728>

Submitted on 13 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

22473

ISSN 1159-0947
ISBN 2-909669-17-3

PUBLICATIONS DU L.M.A.

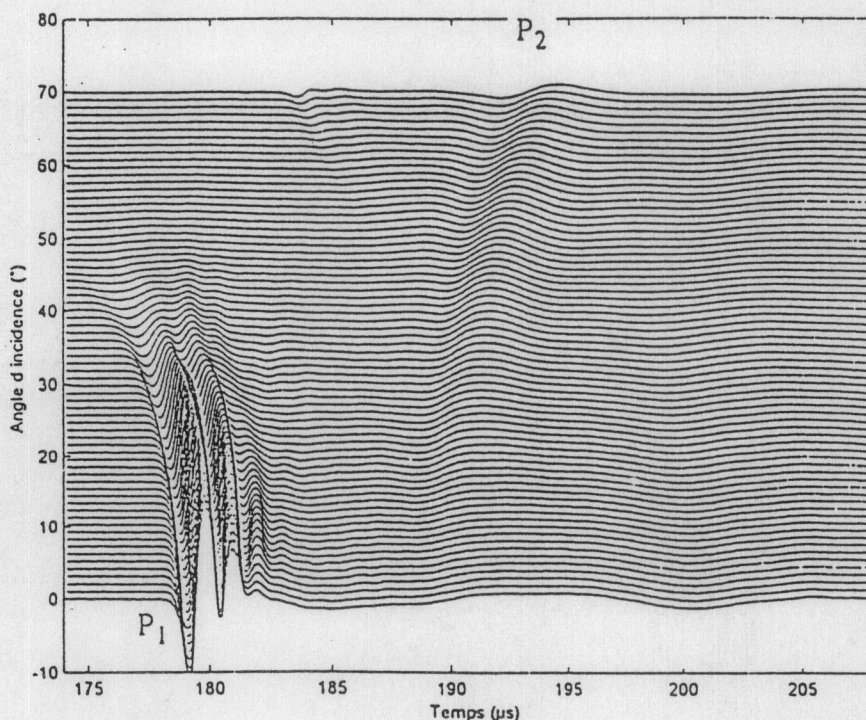
N° 153 (Septembre 1999)

NOTES SCIENTIFIQUES



ASPECT DISPERSIF DE LA PROPAGATION DANS LES ROCHES : CARACTÉRISATION PAR MÉTHODES ACOUSTIQUE ET ÉLECTRIQUE ET MISE EN ÉVIDENCE DE L'ONDE LENTE PAR MATÉRIAU SYNTHÉTIQUE

Jean-Pierre HÉRAULT



(A) (S)

TOAE

GLO

Ø8E

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



3 5400 00923149 0

G206403

Figure de couverture :

Microsismogramme d'un échantillon constitué de 45% de sable et 55% de liant, révélant la présence de l'onde de compression rapide P_1 et celle de l'onde lente P_2

AVANT-PROPOS

Dans le cadre d'études relatives à la caractérisation de matériaux poreux tels que roches, sédiments, céramiques de filtration, etc., nous avons rassemblé dans ces Notes L. M. A. trois volets différents (à savoir: caractérisation par voie acoustique, caractérisation par voie électrique et mise en évidence de l'onde lente par un matériau synthétique) dans le but d'avoir une meilleure connaissance et une meilleure compréhension du comportement des milieux poreux. Un tel milieu saturé de fluide est perçu comme résultant de la superposition de deux milieux continus interagissant mutuellement, à savoir une matrice (nommée également squelette) et un fluide (liquide ou gazeux). Le modèle implicitement considéré dans ce travail s'appuie sur la théorie de Biot, qui étudie la propagation du son à partir de relations contrainte-déformation de la matrice élastique et du fluide dans le réseau de pores.

La nécessité de déterminer les divers paramètres intervenant dans cette théorie, nous a amenés à utiliser plusieurs techniques de mesure développées dans la littérature; ce sont deux d'entre elles que nous avons exposées dans ce recueil, c'est-à-dire: l'analyse spectrale par méthode acoustique permettant d'estimer vitesse et atténuation des ondes acoustiques propagées (premier volet) et l'analyse de la dépendance fréquentielle par mesure électrique conduisant au diagramme d'Argand et au calcul de la permittivité du milieu testé (deuxième volet).

Le troisième volet de cette étude est consacré à la mise en évidence de l'onde lente grâce à un matériau synthétique; on présentera successivement la description du matériau dans lequel cette onde a pu être réellement observée et ensuite le mode opératoire pour la mettre en évidence.

Des résultats expérimentaux et numériques concernant les techniques exposées sont présentés dans le cours de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

1ère Partie: CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE ACOUSTIQUE (ou ANALYSE DE LA PROPAGATION PAR TECHNIQUE SPECTRALE)

| | |
|--|----|
| 1. INTRODUCTION..... | 5 |
| 2. DESCRIPTIF DE LA DISPERSION ET DE LA TECHNIQUE D'ANALYSE SPECTRALE..... | 5 |
| 2.1. Dispersion..... | 5 |
| 2.2. Technique d'analyse spectrale..... | 7 |
| 3. EXPÉRIMENTATION..... | 13 |
| 3.1. Résultats d'expérience..... | 16 |
| 3.1.1. Exemple 1..... | 18 |
| Remarque: V_{phase} et α en mode trans- | |
| versal..... | 25 |
| 3.1.2. Exemple 2..... | 32 |
| 4. CONCLUSION..... | 40 |
| RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES..... | 41 |

2ème Partie: CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE ÉLECTRIQUE (ou ANALYSE DE LA DÉPENDANCE FRÉQUENTIELLE PAR MESURE DE RÉSISTIVITÉ COMPLEXE)

| | |
|--|----|
| 1. INTRODUCTION..... | 43 |
| 2. CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE..... | 44 |
| 3. MODÈLES DE CONDUCTIVITÉ COMPLEXE..... | 46 |
| 3.1. Modèle de Debye..... | 47 |
| 3.2. Modèle de Cole et Cole..... | 48 |
| 3.3. Modèle de Cole et Davidson..... | 49 |

| | |
|---|-----------|
| 4. MODÈLES DE SURFACE FRACTALE..... | 49 |
| 5. APPAREILLAGE ET MÉTHODE EXPÉRIMENTALE..... | 52 |
| 6. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX..... | 59 |
| 3.1. Exemple 1..... | 59 |
| 3.2. Exemple 2..... | 66 |
| 3.3. Exemple 3..... | 70 |
| 7. CONCLUSION..... | 75 |
| <i>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</i> | <i>77</i> |

3ème Partie: ONDE LENTE MISE EN ÉVIDENCE GRÂCE À UN MATÉRIAU SYNTHÉTIQUE

| | |
|---|-----------|
| 1. INTRODUCTION..... | 80 |
| 2. ORIGINE DE L'ONDE LENTE: MODÈLE DE BIOT..... | 81 |
| 3. PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE..... | 84 |
| 4. RÉSULTATS RELATIFS AU MATÉRIAU COMPOSÉ..... | 87 |
| 4.1. Remarques..... | 91 |
| a) Fréquence utilisée lors des expériences.. | 91 |
| b) Angles critiques..... | 92 |
| 5. INTÉRÊTS PROPRES AU MATÉRIAU COMPOSÉ | 93 |
| 6. CONCLUSION..... | 93 |
| <i>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</i> | <i>94</i> |

1ère PARTIE

CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE
ACOUSTIQUE

(ANALYSE DE LA PROPAGATION PAR
TECHNIQUE SPECTRALE)

CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE ACOUSTIQUE

1. INTRODUCTION

En acoustique des milieux poreux saturés d'eau nous avons déjà utilisé la théorie de Biot [1], [2] pour caractériser un certain nombre de roches [3]. Ce modèle de Biot prévoit, du fait des couplages entre phase fluide et matrice, l'existence d'un deuxième mode de compression appelé mode de seconde espèce ou mode lent. Nous en verrons du reste une application dans la troisième partie de ce recueil. Cependant notre intention est de focaliser actuellement la première partie sur les relations de dispersion dans les roches saturées d'eau et caractériser celles-ci par une technique d'analyse spectrale permettant d'en déterminer, par voie acoustique, les vitesse et atténuation des ondes s'y propageant.

Cette technique d'analyse spectrale fait appel à un algorithme, celui du spectre de phase mettant en jeu deux signaux impulsionnels, l'un de référence et l'autre de mesure, dont les phases sont déroulées et traitées afin d'accéder aux courbes de dispersion.

2. DESCRIPTIF DE LA DISPERSION ET DE LA TECHNIQUE D'ANALYSE SPECTRALE.

2.1. Dispersion

Nous abordons, dans ce paragraphe, la dispersion en milieux dissipatifs. D'un point de vue général un milieu est qualifié de dispersif lorsque la vitesse de propagation d'une grandeur physique, ici le champ

de pression acoustique, dépend de la fréquence. Lorsqu'une onde se propage dans un tel milieu, on observe un phénomène de dispersion qui est dû à l'atténuation propre du milieu. En d'autres termes, la propagation d'une onde acoustique dans un milieu réel donne lieu à des dissipations d'énergie qui ont une origine liée aux propriétés physiques du milieu: viscosité, conduction thermique, processus moléculaires complexes, etc. Ces dissipations entraînent une décroissance de l'intensité acoustique I avec la distance parcourue x suivant la loi:

$$I = I_0 e^{-2\alpha x} \quad (1)$$

où I_0 représente l'intensité de référence en $x=0$

α est le coefficient d'absorption, appelé encore amortissement ou atténuation.

Dans les milieux poreux, par exemple, la dispersion de vitesse et l'absorption sont dues aux mouvements relatifs du fluide et du solide. Ils donnent un exemple de couplage par frottement et la dispersion qui en résulte entraîne une variation de vitesse et d'atténuation en fonction de la fréquence.

Dans l'analyse des matériaux considérés ici, nous faisons l'hypothèse que les milieux se comportent comme un système linéaire.

Afin de déterminer vitesse et atténuation des ondes dans ces milieux, nous lui appliquons une onde sinusoïdale de la forme: $e^{i(kx-\omega t)}$, où k est le nombre d'onde et ω la pulsation de fréquence f de l'onde incidente.

$k(\omega)$ est un nombre complexe pour lequel la partie réelle correspond à la vitesse de phase $V(\omega)$, tandis que la partie imaginaire correspond à l'atténuation $\alpha(\omega)$.

Le comportement d'un tel milieu est décrit par la relation:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{V(\omega)} + i \alpha(\omega) \quad (2)$$

2.2. Technique d'analyse spectrale.

Les techniques de mesure ultrasonore permettant de tester les échantillons de roche s'appuient essentiellement sur les principes de transmission, de conversion de mode et de réfraction aux interfaces liquide-solide.

L'objet de la technique d'analyse spectrale est de déterminer, à l'aide de signaux à large bande (impulsions), les relations dispersives $V_{ph} = V_{ph}(\omega)$ et $\alpha = \alpha(\omega)$ pour le matériau testé sur une gamme de fréquences assez étendue. Le domaine de fréquences exploré dépend naturellement de la bande passante des transducteurs intervenant dans la mesure.

Avant d'aborder le développement de cette technique, donnons-en sommairement le principe. L'analyse du spectre de phase consiste à comparer deux signaux, l'un de mesure et l'autre de référence, obtenus respectivement avec et sans échantillon. Pour chaque signal, on calcule le spectre de phase $\phi(\omega) = \text{Arc tg } [F_2(\omega)/F_1(\omega)]$, où $F_1(\omega)$ et $F_2(\omega)$ représentent respectivement les parties réelle et imaginaire du spectre d'amplitude. La différence de phase $\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_0(\omega)$ entre les deux spectres de phase est alors calculée. La vitesse de phase $V_{ph}(\omega)$ dans le matériau est ensuite déterminée en fonction de la fréquence par:

$$V_{ph}(\omega) = v_0 / \{1 + [\Delta\phi(\omega) v_0 / (\omega h)]\} \quad (3)$$

où h représente l'épaisseur de l'échantillon et v_0 la vitesse de propagation du son dans l'eau à la température ambiante. Il est clair que l'eau est supposée se comporter ici comme un milieu non-atténuant et non-dispersif, c'est-à-dire que dans ce cas le nombre d'onde k_0 est réel et la vitesse de phase $v_0 = \omega/k_0$ est une constante.

À présent, abordons le développement de la technique d'analyse spectrale.

Considérons un échantillon d'épaisseur h immergé dans l'eau d'une cuve (figure 1).

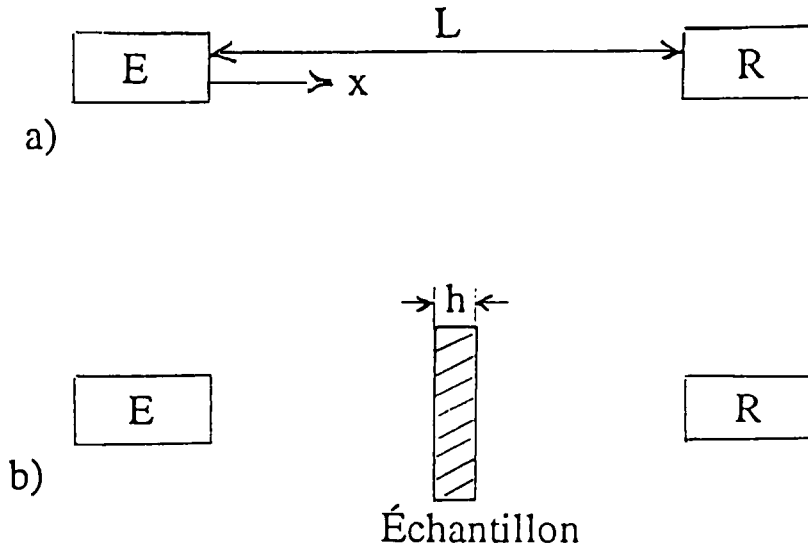


Fig. 1 Géométrie du montage expérimental

La vitesse et l'atténuation de l'onde transmise à travers l'échantillon peuvent être obtenues, comme indiqué plus haut, en considérant le chemin parcouru par l'onde avec et sans échantillon. À l'impulsion transmise dans l'eau seule correspond le signal de référence, tandis qu'à l'impulsion transmise à travers l'échantillon inséré entre les deux transducteurs émetteur (E) et récepteur (R) correspond le signal de mesure.

Avec Jeong et Hsu [4], examinons les calculs menant à la détermination des relations de dispersion.

Une impulsion large bande émise par le transducteur E (figure 1 a) se propage dans l'eau en direction du transducteur R et l'on peut exprimer ce signal selon:

$$u(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\omega) e^{i(kx-\omega t)} d\omega \quad (4)$$

où $F_0(\omega)$ représente la transformée de Fourier de $u(x,t)$ pour $x=0$.

Lorsque l'impulsion de référence a transité dans l'eau et qu'elle est parvenue sur le transducteur R, c'est-à-dire que $x=L$, elle peut alors s'écrire :

$$u(L,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [F_0(\omega) D_1(\omega) e^{i\omega L/v_0}] e^{-i\omega t} d\omega \quad (5)$$

où $D_1(\omega)$ est un terme de correction de diffraction. L'expression entre crochets représente la transformée de Fourier du signal $u(L,t)$, de sorte qu'on peut écrire:

$$TF[u(L,t)] = F(\omega) = F_0(\omega) D_1(\omega) e^{i\omega L/v_0} \quad (6)$$

Insérons maintenant l'échantillon dans le trajet E-R (figure 1 b), l'impulsion émise dans le milieu eau-échantillon devient le signal de mesure et la transformée de ce signal $u_m(L,t)$ s'écrit:

$$TF[u_m(L,t)] = G(\omega) = F_0(\omega) T(\omega) D_2(\omega) e^{-\alpha_m h} e^{i\omega[(L-h)/v_0 + h/v_m]} \quad (7)$$

où $T(\omega)$ représente la transmission à travers l'échantillon, $D_2(\omega)$ est la correction de diffraction lors de la mesure avec échantillon, et α_m et v_m sont respectivement les atténuation et vitesse de phase des ondes à l'intérieur de l'échantillon.

En établissant le rapport des équations (7) et (6), il vient:

$$\frac{G(\omega)}{F(\omega)} = \frac{T(\omega) D_2(\omega) e^{-\alpha_m h} e^{i\omega h(1/v_m - 1/v_0)}}{D_1(\omega)} \quad (8)$$

Précisons que l'influence de la diffraction sur la variation de phase du signal ultrasonore est négligeable et donc négligée ici. La phase de la deuxième exponentielle dans l'équation (8), c'est-à-dire $\omega h(1/v_m - 1/v_0)$ correspond à la relation de dispersion permettant d'accéder au calcul de la vitesse de phase de l'échantillon v_m et celle-ci s'obtient par différence des spectres de phase avec et sans échantillon, d'où:

$$\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_0(\omega) = \omega h \left[\frac{1}{v_m(\omega)} - \frac{1}{v_0} \right] \quad (9)$$

soit:

$$v_m(\omega) = v_0 / \left\{ 1 + \left[\frac{\Delta\phi(\omega)v_0}{\omega h} \right] \right\} \quad (10)$$

Dans cette relation, rappelons que:

- $v_m(\omega)$ représente la célérité de phase dans le matériau
- v_0 est la célérité du son dans l'eau à la température ambiante (de l'ordre de 1500 m/s), mais qui doit être calculée précisément en fonction de la température de l'eau
- $\Delta\phi$ est la différence de phase entre le spectre de phase $\phi(\omega)$ de l'impulsion transmise avec échantillon et le spectre de phase $\phi_0(\omega)$ de l'impulsion transmise sans échantillon
- h est l'épaisseur de l'échantillon.

N.B. Pratiquement on utilise la relation (11) donnée par Lee et al.[5] pour le calcul de la vitesse de phase dans le matériau, plutôt que la relation (10):

$$v_m(\omega) = v_0 / \left\{ \left[\left(1 + \frac{L_c}{h} \right) + \frac{v_0 \Delta\phi}{\omega h} \right] \right\} \quad (11)$$

où L_c représente la distance de compensation. En effet considérons un signal impulsionnel se propa-

geant dans l'eau, sans échantillon interposé, entre émetteur et récepteur; l'impulsion, visualisée sur un oscilloscope, apparaît par exemple au centre de la fenêtre temporelle (image initiale); lorsque l'échantillon est intercalé dans le trajet, l'impulsion se déplace le plus souvent sur la gauche de l'image initiale (cas de l'échantillon d'indice n supérieur à l'indice de l'eau n_0 , correspondant à une avance de marche) ou, plus rarement vers la droite de l'image initiale (cas de $n < n_0$, correspondant à un retard de marche); dans les deux cas, il faut respectivement reculer ou avancer le récepteur par rapport à l'émetteur fixe d'une certaine distance afin de recentrer l'image de l'impulsion: c'est cette distance qui est appelée distance de compensation L_c . Dans le premier cas ($n > n_0$) L_c est affecté du signe moins, dans le second ($n < n_0$) L_c est affecté du signe plus.

Après avoir calculé la vitesse de phase dans l'échantillon, il nous est possible de calculer son atténuation à partir des mêmes données expérimentales en calculant le rapport des amplitudes spectrales $A_1(\omega)$ et $A_2(\omega)$, selon l'équation (12):

$$\alpha_m(\omega) = \frac{1}{h} \ell_n \frac{A_1(\omega)}{A_2(\omega)} \quad (12)$$

qui s'écrit plus explicitement, compte tenu des corrections de diffraction $D_1(\omega)$, $D_2(\omega)$ et des pertes de transmission $T(\omega)$, selon la relation (13):

$$\alpha_m(\omega) = \frac{1}{h} \left[\ell_n \left(\left| \frac{F(\omega)}{D_1(\omega)} \right| \right) - \ell_n \left(\left| \frac{G(\omega)}{T(\omega)D_2(\omega)} \right| \right) \right] \quad (13)$$

où $|\cdot|$ représente le spectre d'amplitude.

Le terme $T(\omega)$ est le coefficient de transmission qui s'écrit:

$$T(\omega) = \frac{4 Z_0 Z_m(\omega)}{[Z_0 + Z_m(\omega)]^2} \quad (14)$$

où: $Z_0 = \rho_0 v_0$ est l'impédance acoustique de l'eau

$Z_m(\omega) = \rho_m v_m(\omega)$ est l'impédance acoustique de l'échantillon.

Les corrections de diffraction $D_1(\omega)$, $D_2(\omega)$, données par Thompson et Gray [7], s'écrivent:

$$D_1(\omega) = D_0 \left(\frac{2\pi v_0 L}{\omega \cdot a^2} \right) \quad (15)$$

$$D_2(\omega) = D_0 \left\{ \left[(L-h) v_0 + h v_m \right] \frac{2\pi}{\omega \cdot a^2} \right\} \quad (16)$$

où la fonction $D_0(s)$ est donnée par:

$$D_0(s) = 1 - \exp \left(-i \frac{2\pi}{s} \right) \left[J_0 \left(\frac{2\pi}{s} \right) + i J_1 \left(\frac{2\pi}{s} \right) \right] \quad (17)$$

Dans les équations (15), (16) et (17) L est la distance entre émetteur et récepteur, a est le rayon du transducteur, J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce, et s a pour expression:

$$s = \frac{\lambda_0 z_0}{a^2} + \frac{\lambda_1 z_1}{2 a^2} \left(1 + \frac{\cos^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_1} \right) \quad (18)$$

où: λ_0 : longueur d'onde dans le milieu fluide, $\lambda_0 = v_0 / f$

λ_1 : longueur d'onde dans le milieu solide, $\lambda_1 = v_m / f$
 z_0 et z_1 sont les distances de propagation le long du rayon central (axe "optique" joignant E à R), respectivement pour les milieux fluide et solide.

θ_0 : angle d'incidence décrit par l'axe optique et la normale à l'échantillon.

$\theta_1 = \arcsin[(v_m/v_0) \sin \theta_0]$.

3. EXPÉRIMENTATION.

Les techniques de mesure acoustique que nous avons utilisées pour tester les échantillons de roches font appel aux ultrasons dans une gamme de fréquences qui peut couvrir un champ aussi étendu que 100 kHz à plus de 5 MHz selon les modèles de transducteurs employés. Les résultats présentés dans ce paragraphe sont relatifs à un domaine de fréquences situées entre 500 kHz et 1,5 MHz environ, les transducteurs étant un modèle à large bande (type Panametrics) de fréquence centrée sur 1 MHz.

Les techniques de mesure ultrasonore sont basées essentiellement sur les principes de transmission, de conversion de mode et de réfraction aux interfaces liquide-solide (figure 2).

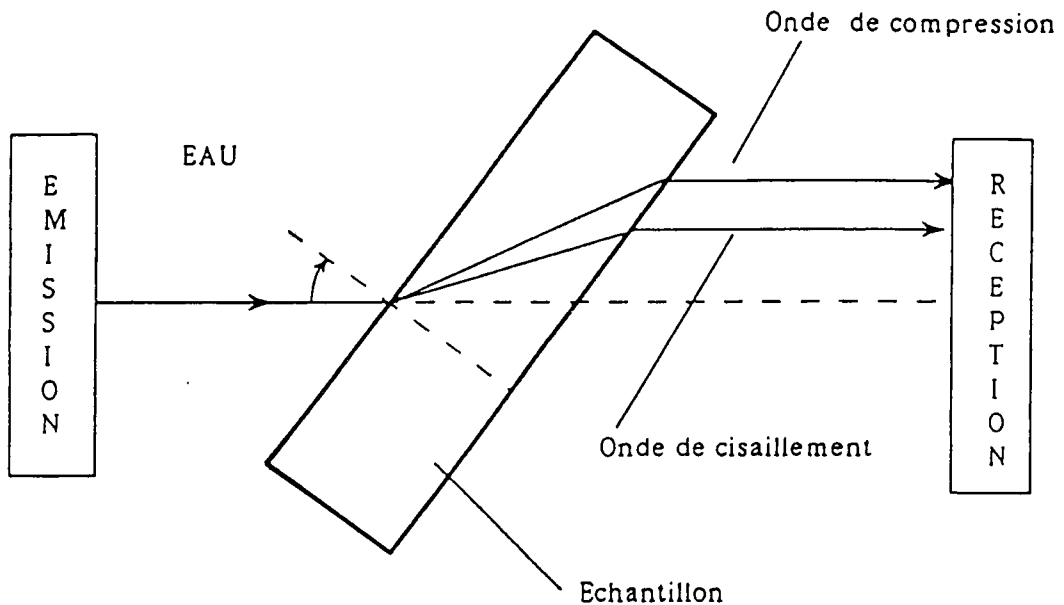


Fig. 2 Propagation de l'onde ultrasonore par transmission et réfraction et transformation par conversion de mode

Préalablement à toute expérience, l'échantillon de roche à tester est mis en saturation dans un récipient rempli d'eau et subit simultanément une

opération de dégazage dans une enceinte à vide afin d'accélérer l'imprégnation et de saturer d'eau l'échantillon à tester.

L'échantillon ainsi préparé est ensuite immergé dans l'eau d'une cuve et placé entre les deux transducteurs large bande se faisant vis-à-vis et distants l'un de l'autre d'une trentaine de centimètres environ (figure 3).

L'angle d'incidence du signal émis sur l'échantillon est contrôlé et peut varier afin d'engendrer les ondes de mode longitudinal ou de mode transversal.

L'expérience s'effectue en deux phase: la première s'opère sans échantillon et la seconde en insérant l'échantillon dans le trajet émetteur-récepteur. Quelle que soit la phase, le processus opératoire reste le même: il consiste à émettre une impulsion ultrasonore très brève (produite par un générateur SOFRANEL , modèle 5055 PR) , puis à recueillir le signal transmis sur un oscilloscope numérique (modèle H-P 54600 B) où il est échantillonné et moyenné huit fois pour améliorer le rapport signal/bruit et ensuite transféré sur un ordinateur où il est mis en mémoire et traité ultérieurement. Deux signaux sont ainsi enregistrés: l'un ayant transité dans le milieu liquide sans échantillon et qui constitue le *signal de référence*, l'autre ayant transité dans le milieu avec échantillon et qui est le *signal dispersé*.

L'analyse spectrale de ces deux signaux est alors effectuée en utilisant un algorithme de transformée de Fourier rapide, ce qui permet de calculer séquentiellement la vitesse et l'atténuation en fonction de la fréquence dans la largeur de bande autorisée par les transducteurs utilisés lors de l'expérience.

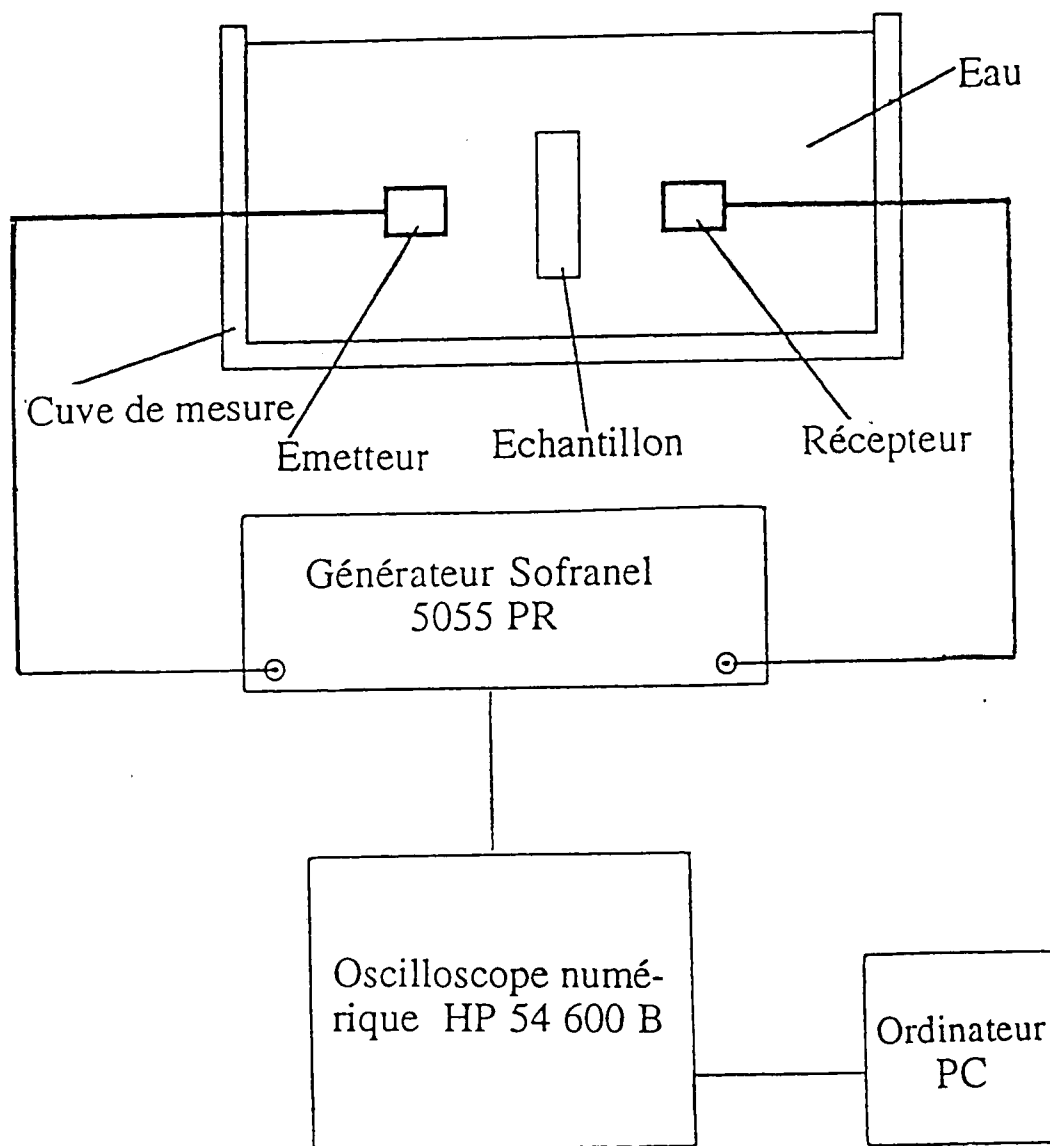
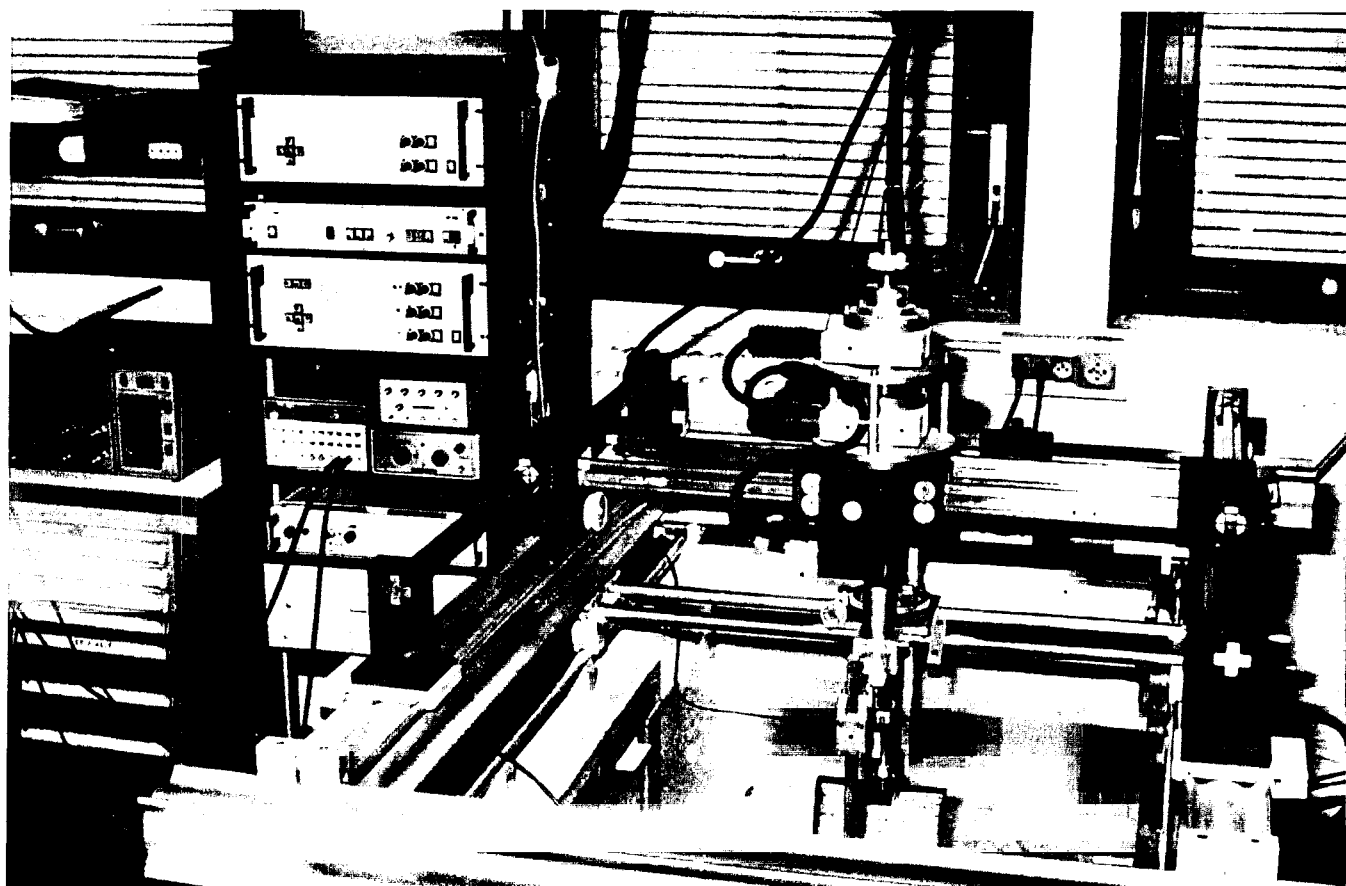


Fig. 3 Schéma de l'ensemble expérimental



Vue d'ensemble de l'installation

3.1. Résultats d'expérience.

Les enregistrements des différentes roches analysées dans cette section ont été traités en utilisant un code de calcul dont les éléments sont développés au paragraphe 2. Nous avons, en effet, écrit un programme en MATLAB (nom de code: TRAFEPRO.m) permettant de déterminer vitesse et atténuation d'un matériau dispersif, compte tenu d'un certain nombre de paramètres à initialiser tels que: épaisseur de l'échantillon, distance de compensation, célérité du son dans l'eau à la température du moment, distance émetteur-récepteur, diamètre des transducteurs, angle d'incidence, etc.

Préalablement à tout essai, nous avons testé le bon fonctionnement du programme en introduisant le signal de référence (signal ayant transité dans l'eau sans échantillon) successivement dans la séquence de calcul du signal de référence puis dans la séquence de calcul du signal dispersé. Dans ce cas il est clair que le graphe $V_{ph} = V_{ph}(f)$ doit apparaître sous forme d'une droite horizontale (dispersion nulle) à hauteur de 1500 m/s environ; c'est bien ce que montre la courbe de la figure 4, calculée pour de l'eau à 20°C dont la vitesse est de 1482 m/s.

Les résultats de mesure qui sont présentés dans les exemples ci-dessous sont relatifs à deux types de roches d'origines différentes: un grès beige et un grès rouge. Précisons que les échantillons ont été taillés de façon à ce que leurs faces soient sensiblement parallèles compte tenu des faibles longueurs d'onde mises en jeu dans les expériences.

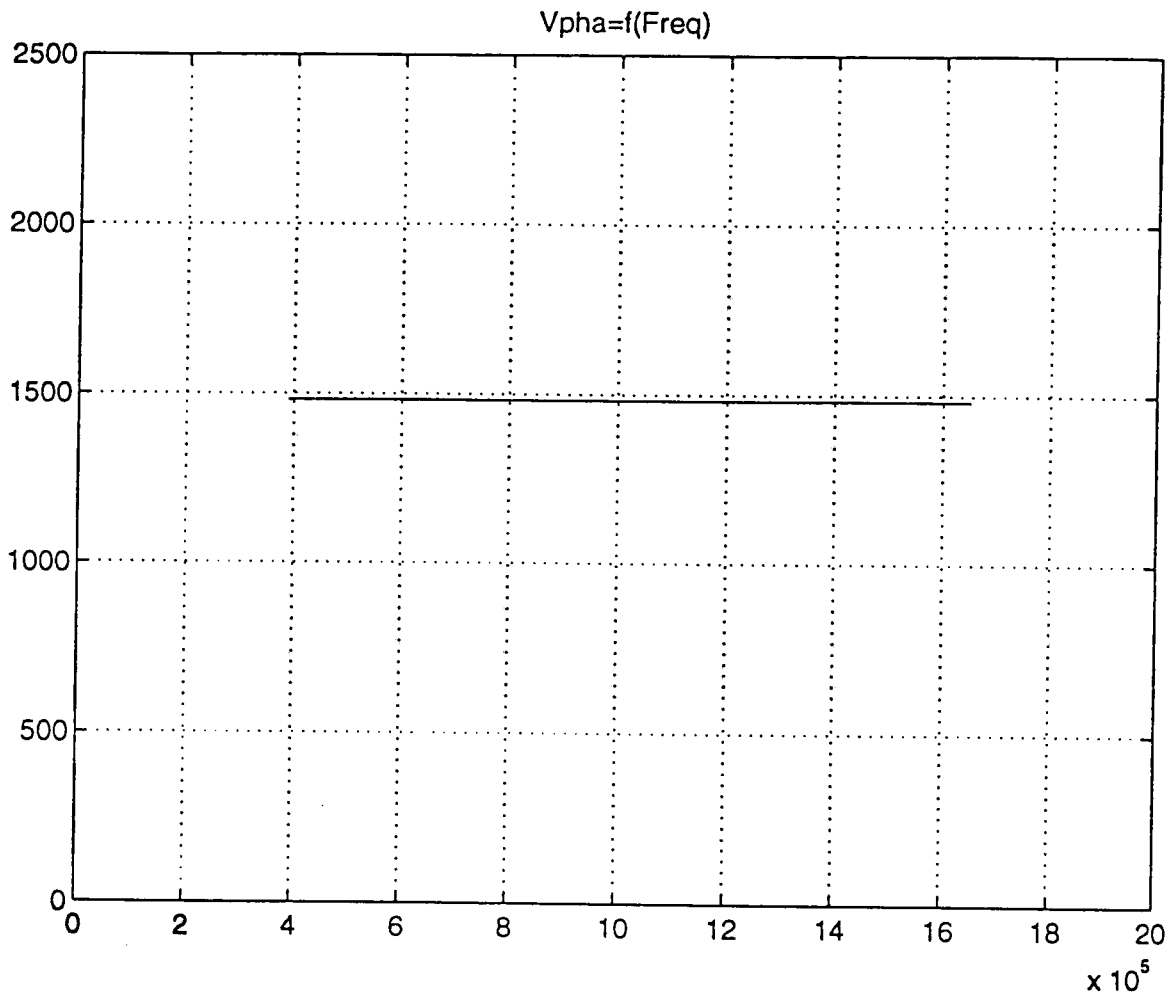


Fig. 4 Vitesse de phase = f (Fréquence) dans l'eau à 20° C

3.1.1. Exemple 1.

Le premier exemple est celui d'un échantillon de grès beige dont la provenance est l'Aveyron Sud.

Les conditions expérimentales relatives à cette roche sont les suivantes:

Épaisseur de l'échantillon : $h = 21$ mm

Distance émetteur-récepteur : $L = 27$ cm

Distance de compensation : $L_c = -12,2$ mm

Base de temps de l'oscilloscope : $5 \mu\text{s}/\text{car}$

Température de l'eau : $19,03^\circ\text{C}$ correspondant à
une vitesse de 1479 m/s

Fréquence centrale des transducteurs: 1 MHz

La figure 5 montre le signal de référence qui s'est propagé à travers l'eau sans interposition d'échantillon.

Chaque signal enregistré, que ce soit le signal de référence ou le signal dispersé, est moyenné et échantillonné sur 1024 points. Avant d'en effectuer le spectre d'amplitude, un traitement informatique permet de ne prélever que la partie utile du signal et de compléter le reste avec des zéros jusqu'à 1024 points.

Après transformation de Fourier, on obtient deux spectres: un spectre d'amplitude illustré par la figure 6 qui indique un spectre à peu près centré sur 1 MHz et un spectre de phase (figure 7) qui est déroulé à l'aide d'un algorithme nommé "unwrap" en Matlab.

Le signal dispersé, qui s'est propagé dans l'eau et à travers l'échantillon, subit le même traitement que le signal de référence. Nous voyons sur les figures 8, 9 et 10 respectivement le signal dispersé, son spectre d'amplitude et son spectre de phase déroulée. Il est à noter que le spectre d'amplitude est quelque peu décalé vers les basses fréquences: l'échantillon de roche se comporte vis-à-vis des ondes ultrasonores comme un filtre passe-bas; nous reviendrons ultérieurement sur cette remarque.

La courbe de vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le mode longitudinal (ou mode de compression rapide), calculée à l'aide de l'équation (11) est représentée en pointillés sur la figure 11; les croix correspondent à des mesures de vitesse faites manuellement point par point; on peut constater que les valeurs affichées sont proches de la courbe obtenue par méthode impulsométrique. La valeur de départ $v_m = 3514$ m/s est calculée par l'équation (11) dans laquelle $\Delta\phi = 0$ pour f tendant vers zéro; les valeurs de la vitesse pour $f = 1$ MHz sont respectivement 3761 m/s par la technique spectrale et 3544 m/s pour la courbe en croix.

La fréquence caractéristique correspondant au point d'inflexion de la courbe n'est pas décelable ici, du fait qu'elle se situe à très faible fréquence (zone allant de quelques centaines de Hertz à 100 kHz) et que les transducteurs utilisés ne répondent plus dans ce domaine de fréquences.

La courbe d'atténuation en fonction de la fréquence pour le mode longitudinal est calculée par les équations (13) à (18); elle est indiquée en figure 12. Le tracé en trait plein correspond à l'atténuation corrigée tandis que le tracé en pointillés correspond à l'atténuation brute ou non corrigée. On remarque que la correction de diffraction est loin d'être négligeable et que, sans correction, l'atténuation serait trop forte du fait de la diffraction introduite par le matériau mais également de la divergence du faisceau ultrasonore, c'est donc le tracé en trait plein qui est seul à prendre en compte pour la détermination de l'atténuation dans la roche; d'autre part, comme on le constate sur la figure 12, l'atténuation croît assez régulièrement avec la fréquence

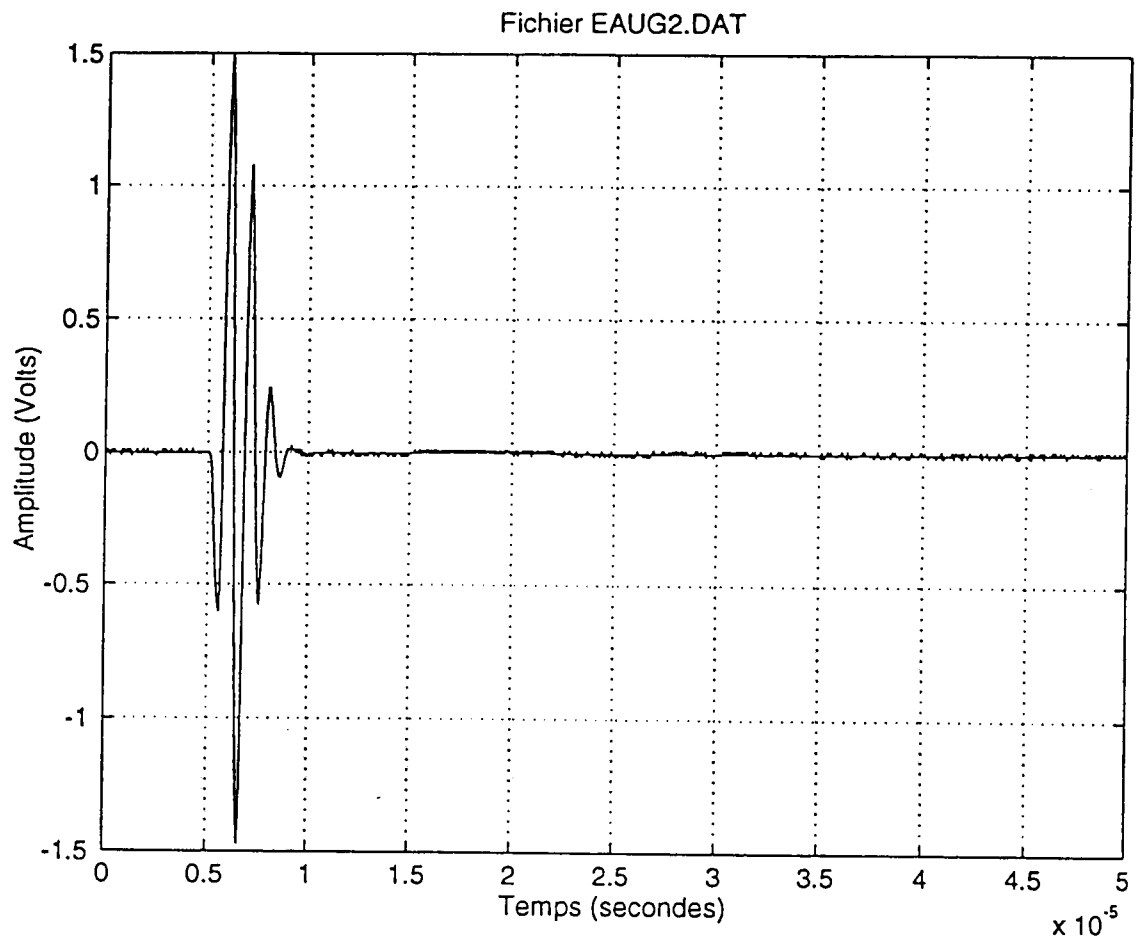


Fig. 5 Signal de référence transmis dans l'eau

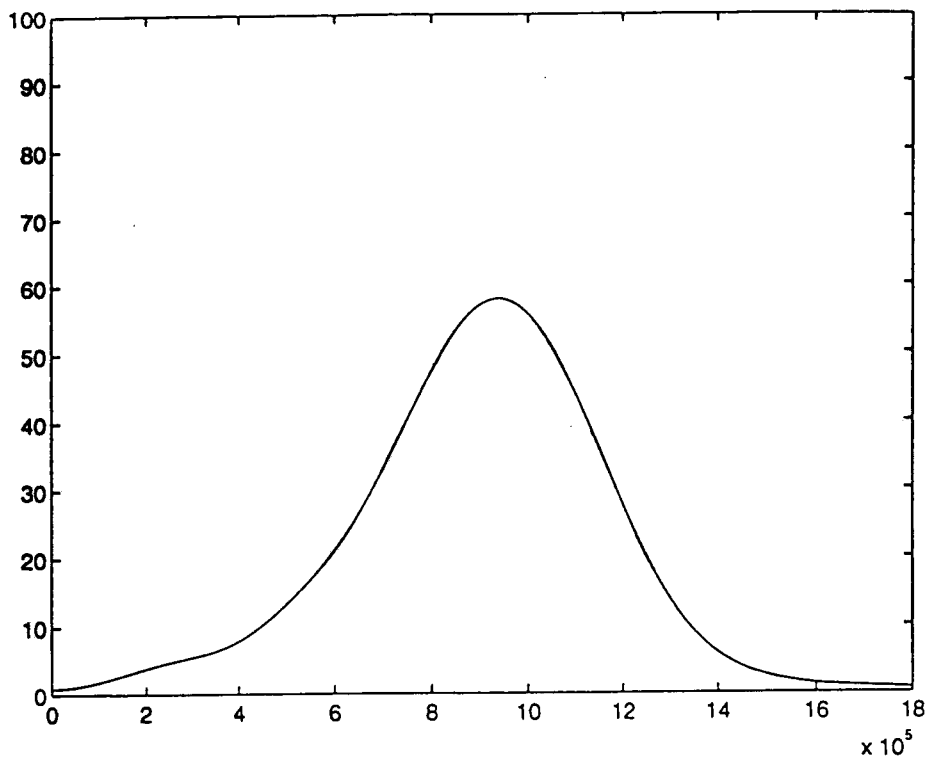


Fig. 6 Spectre d'amplitude relatif au signal émis de la figure 5

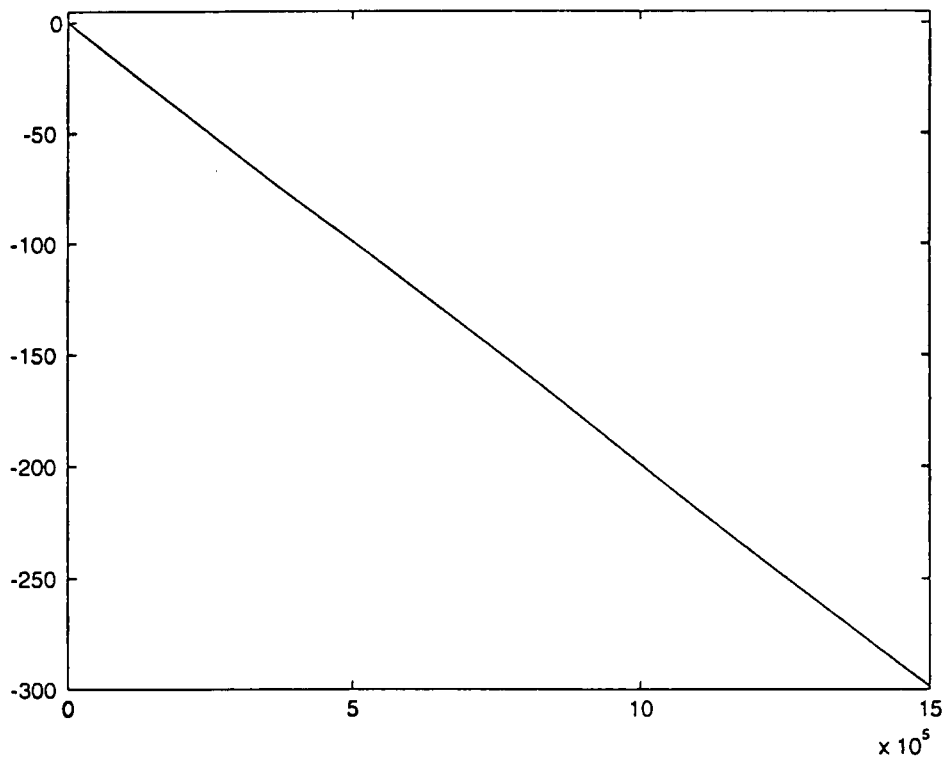


Fig. 7 Spectre de phase déroulée relatif au signal émis

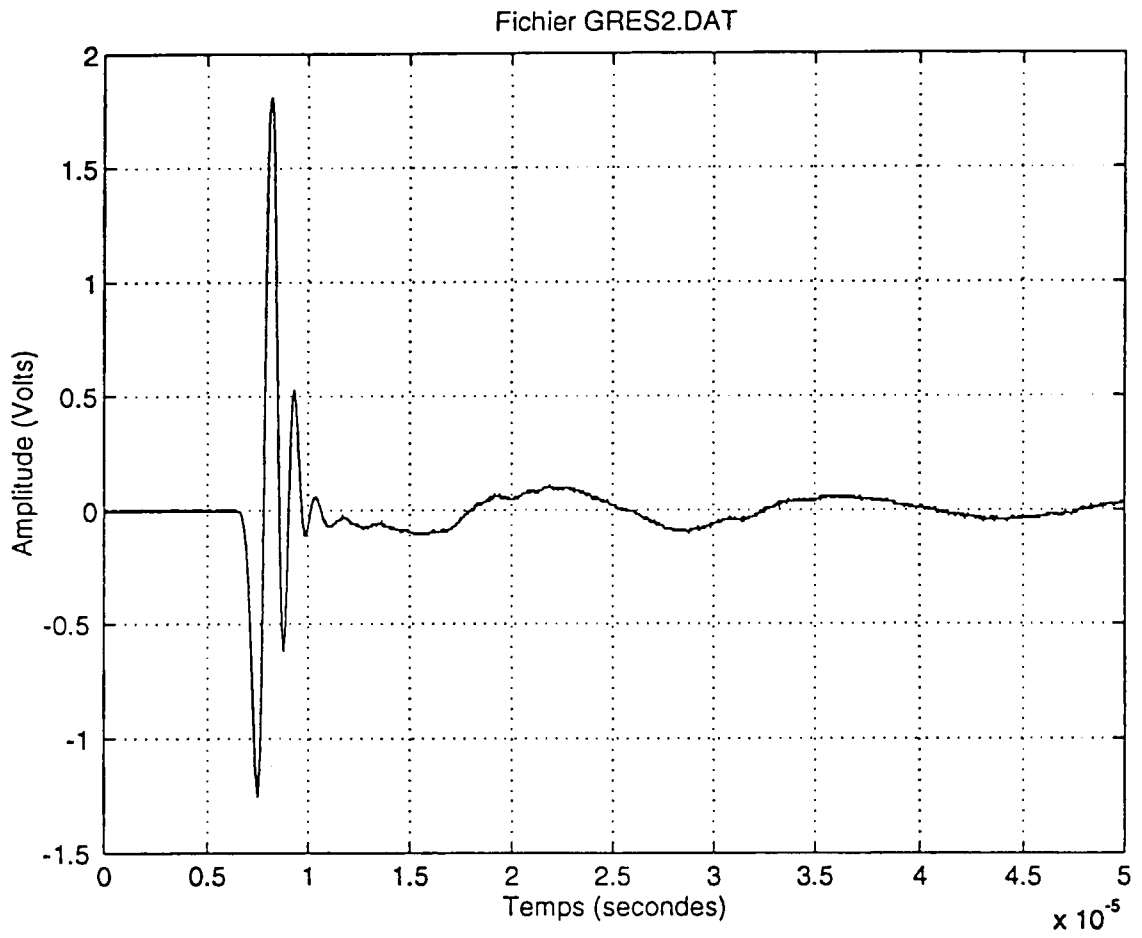


Fig. 8 Signal dispersé par l'échantillon de grès

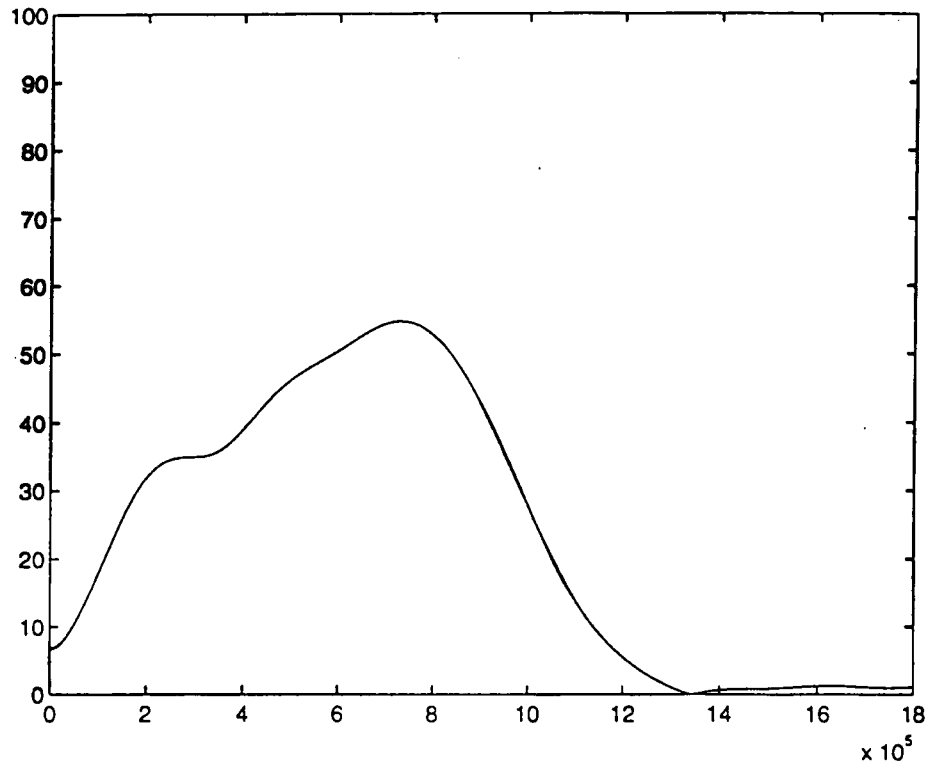


Fig. 9 Spectre d'amplitude relatif au signal dispersé de la figure 8

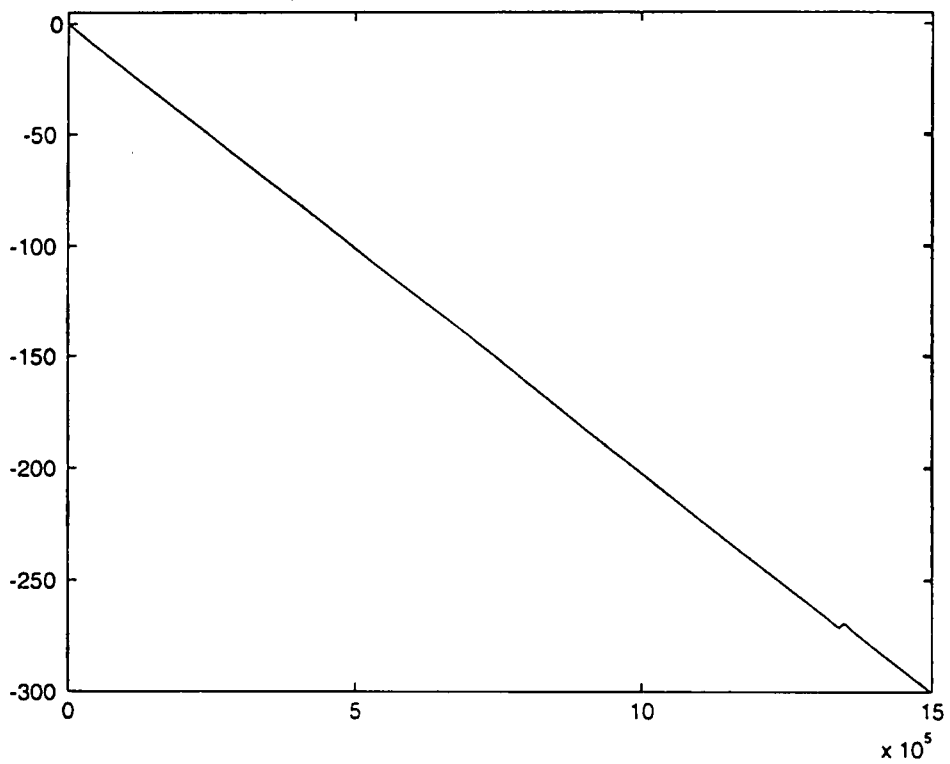


Fig. 10 Spectre de phase déroulée relatif au signal dispersé

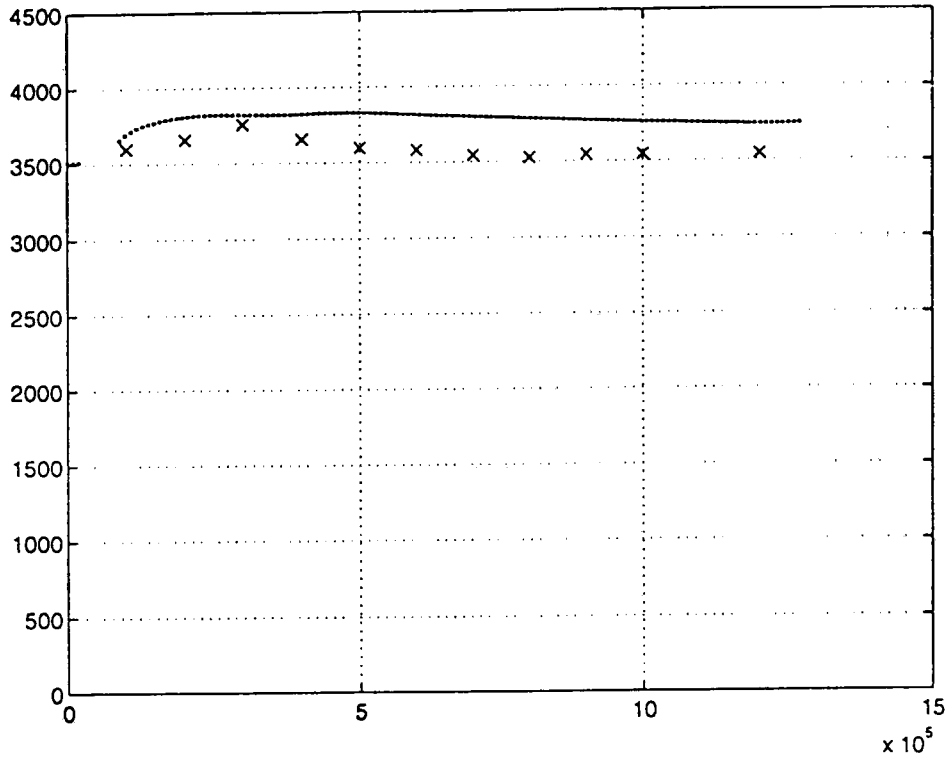


Fig. 11 Courbes de vitesse de phase = f (Fréquence) obtenues point par point (x x x) et par méthode impulsionnelle (...)

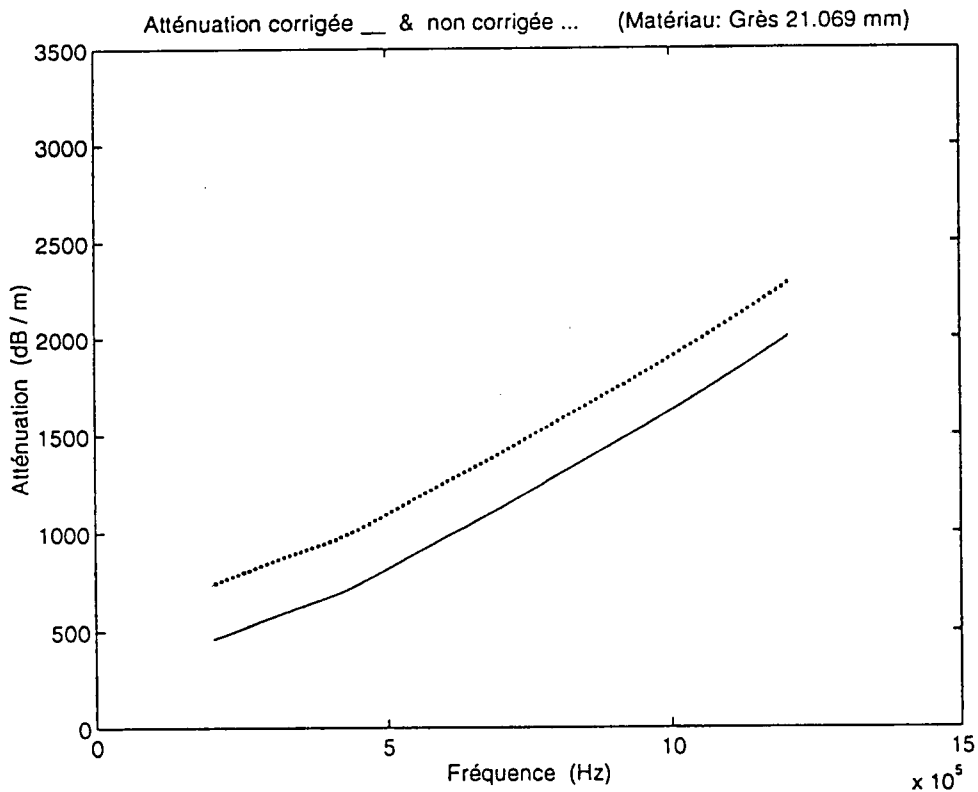


Fig. 12 Courbes d'atténuation = f (Fréquence) en mode longitudinal, relatives au grès: atténuations non corrigée (...) et corrigée (—)

Remarque: Cas de la vitesse de phase et de l'atténuation en mode transversal (ou mode de cisaillement).

On peut se poser la question de la validité de la technique d'analyse spectrale dans le cas où l'on envisage de considérer le mode transversal au plan expérimental. La réponse à cette question est en fait nuancée (Cf. paragraphes a et b ci-après).

a) Vitesse de phase en mode transversal

L'échantillon de grès précédent est à présent mis en rotation et placé à une incidence de 23° par rapport au plan normal initial. On obtient donc, après réfraction dans l'échantillon, une onde de cisaillement qui a traversé une épaisseur de roche $ne = h / \cos\theta = 21,069 / \cos(23^\circ) = 22,88$ mm.

Les conditions expérimentales deviennent:

"Nouvelle épaisseur" de l'échantillon: $ne = 22,88$ mm

Distance de compensation: $L_c = -5,9$ mm

Température de l'eau: $19,83^\circ\text{C}$ soit $V_{\text{eau}} = 1481,8$ m/s

Les données expérimentales concernant le signal de référence étant inchangées nous reproduisons uniquement celles relatives au signal dispersé.

Les figures 13, 14 et 15 illustrent respectivement le signal dispersé par l'échantillon ayant subi la rotation de 23° , son spectre d'amplitude et sa vitesse de phase V_s en fonction de la fréquence. On peut noter sur la figure 14 concernant le spectre d'amplitude que le phénomène de décalage vers les basses fréquences signalé plus haut s'est accentué, ce qui s'explique par une augmentation du trajet parcouru dans le grès du fait de la réfraction de l'onde ultrasonore en incidence oblique. Dans ces conditions, le résultat des calculs pour la détermination de l'atténuation α_s devient inexact et α_s est surévalué comme le montre le graphique de la figure 16 (la valeur estimée à 1 MHz est d'environ 2700 dB/m alors que le graphe indique 3189 dB/m pour cette même fréquence).

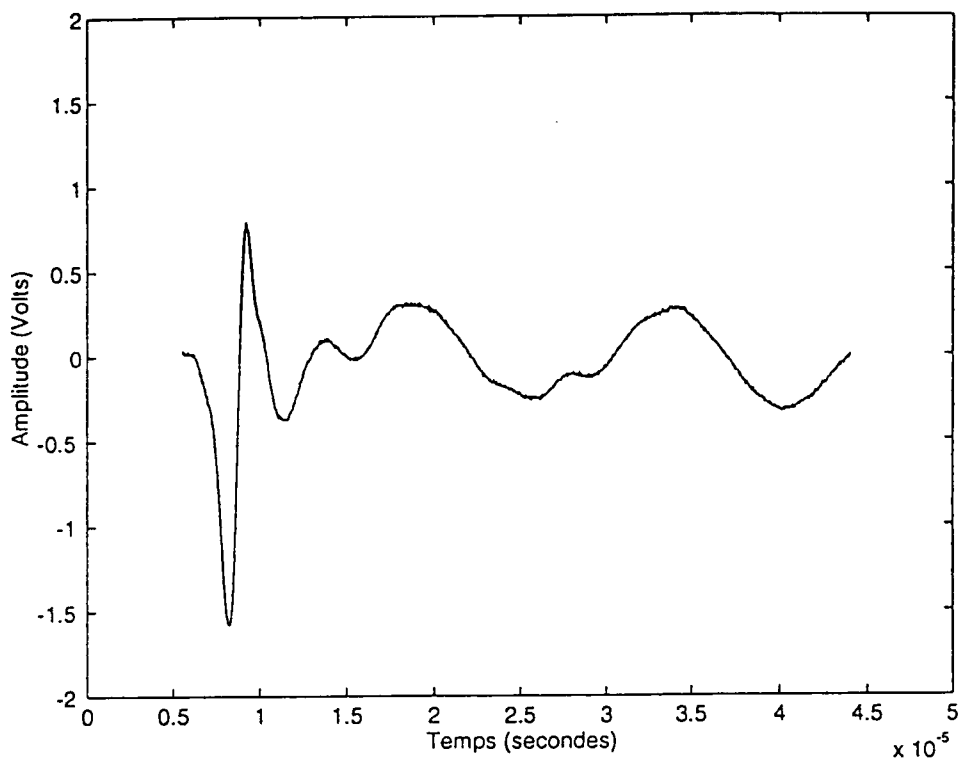


Fig. 13 Signal dispersé par le grès, en mode transversal

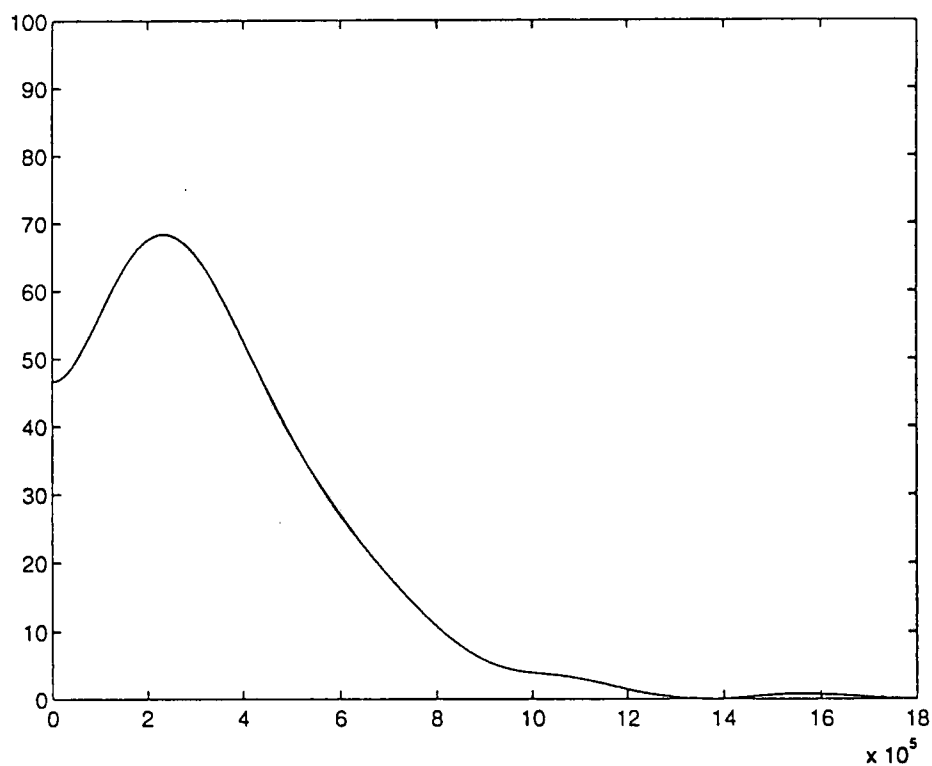


Fig. 14 Spectre d'amplitude relatif au signal dispersé de la figure 13

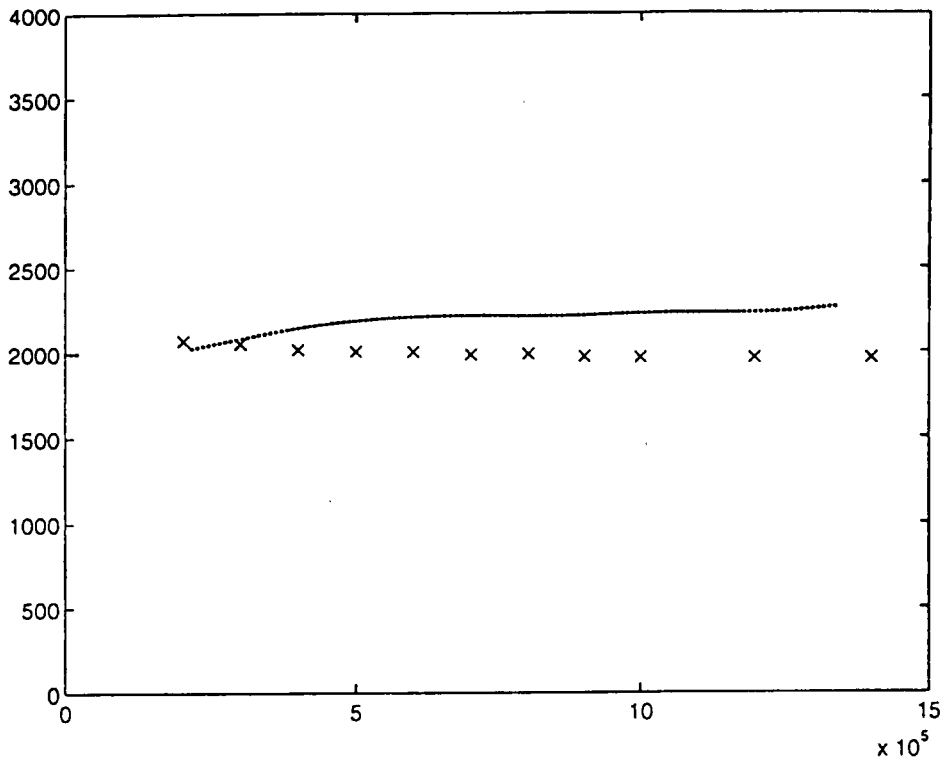


Fig. 15 Vitesses de phase = f (Fréquence) tracées point par point (x x x) et par méthode impulsionnelle (...), relatives au signal de la figure 13

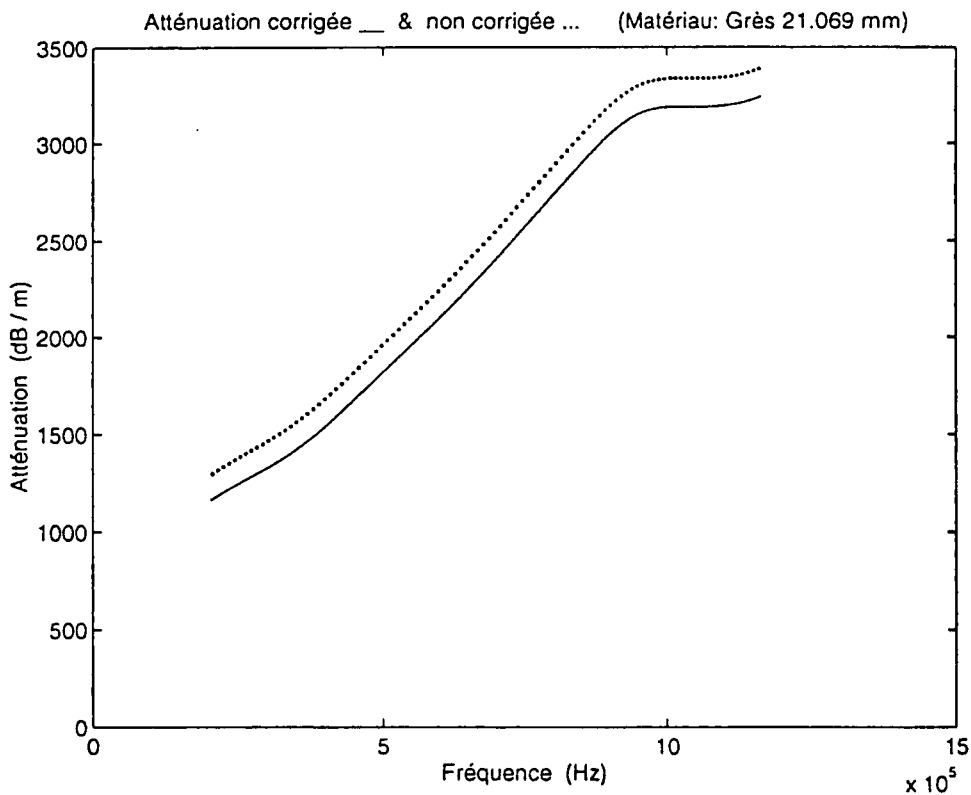


Fig. 16 Atténuations = f (Fréquence) en mode transversal, relatives au grès: non corrigée (...) et corrigée (—)

b) Atténuation en mode transversal

Nous avons remarqué au paragraphe a) ci-dessus que la détermination de α_s était surestimée à cause du décalage accru du spectre dispersé et, de ce fait, le rapport spectral conduit à effectuer des divisions par des grandeurs proches de zéro. Est-ce à dire que l'estimation de l'atténuation α_s est difficile, voire impossible ? Pour tenter d'y répondre, nous avons travaillé sur un échantillon de moindre épaisseur ($h' = 4,75$ mm) taillé dans le même grès, et placé sous incidence de 40° .

Les conditions expérimentales deviennent:

Nouvelle épaisseur de l'échantillon: $ne' = h' / \cos\theta'$
 $= 4,75 / \cos(40^\circ) = 6,2$ mm

Distance de compensation: $L_c = -2,15$ mm

Température de l'eau : $18,88^\circ\text{C}$ correspondant à
 une vitesse de $1478,8$ m/s

Les figures 17, 18 et 19 indiquent respectivement le signal dispersé par l'échantillon positionné à 40° , son spectre d'amplitude et sa vitesse de phase V_s . Le trajet parcouru dans le nouvel échantillon ayant diminué, le spectre d'amplitude n'est presque plus décalé, ce qui rend le rapport spectral tout-à-fait correct et l'estimation de α_s réalisable avec une bonne approximation comme on le constate sur la figure 20, où la valeur de l'atténuation atteint environ 2900 dB/m à la fréquence de 1 MHz.

Quant à la vitesse de phase représentée en figure 19, elle est sensiblement la même que celle indiquée sur la figure 15.

La solution pour obtenir un rapport spectral favorable en mode transversal consiste, par conséquent, à opérer en faible épaisseur; toutefois ce remède peut entraîner en mode longitudinal l'apparition du phénomène de résonance de lame, compte tenu

des longueurs d'onde mises en jeu, et se manifestant par des ondulations dans le tracé des courbes. En dernière analyse il reste toujours, dans ce cas, le recours d'expérimenter avec deux épaisseurs différentes d'échantillons.

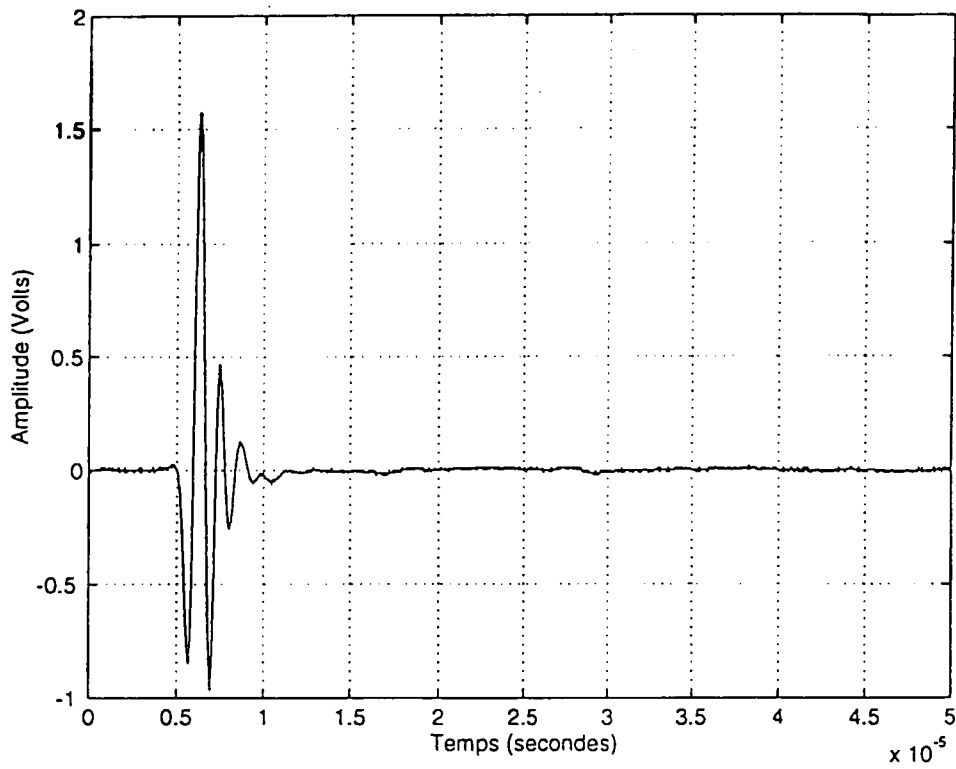


Fig. 17 Signal dispersé par l'échantillon de grès, de moindre épaisseur, en mode transversal

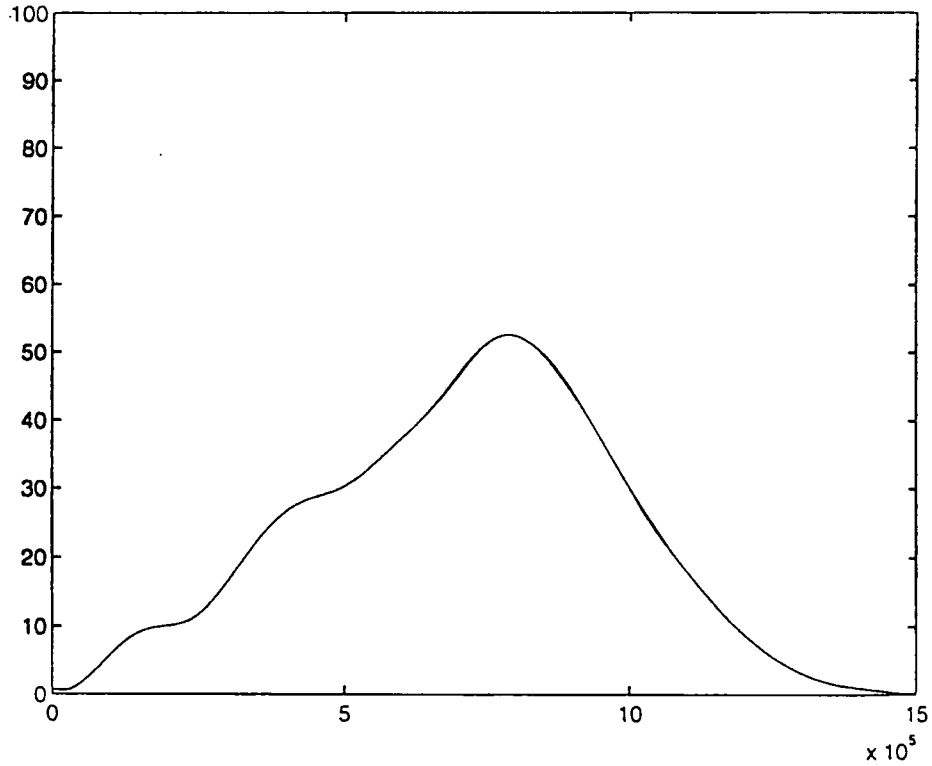


Fig. 18 Spectre d'amplitude relatif au signal dispersé de la figure 17

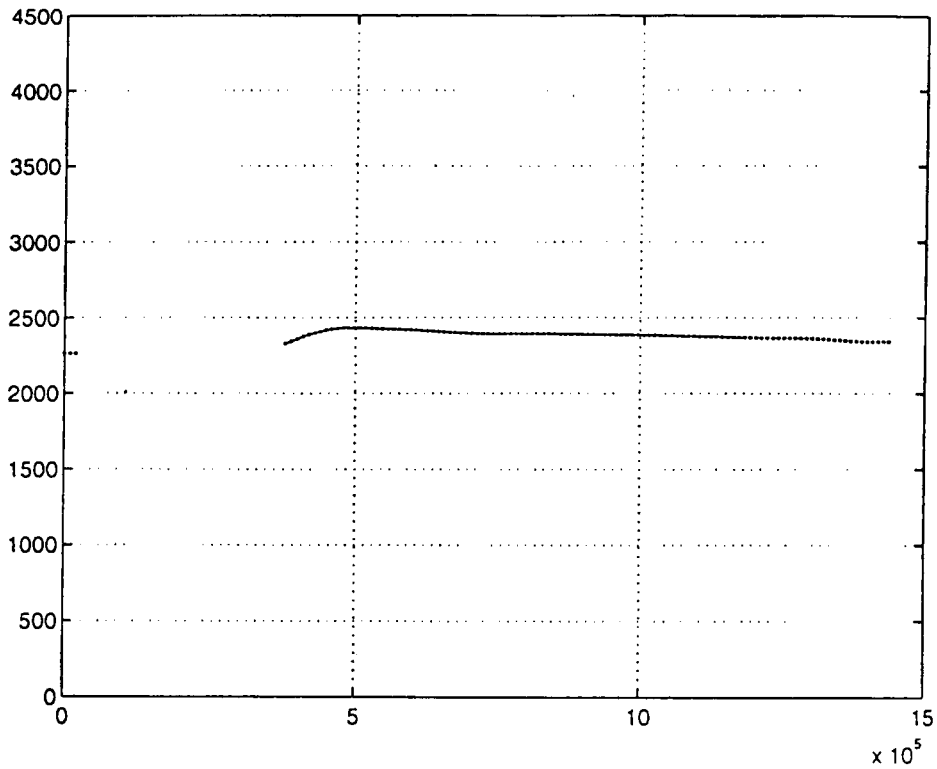


Fig. 19 Vitesse de phase = f (Fréquence) relative au signal de la figure 17

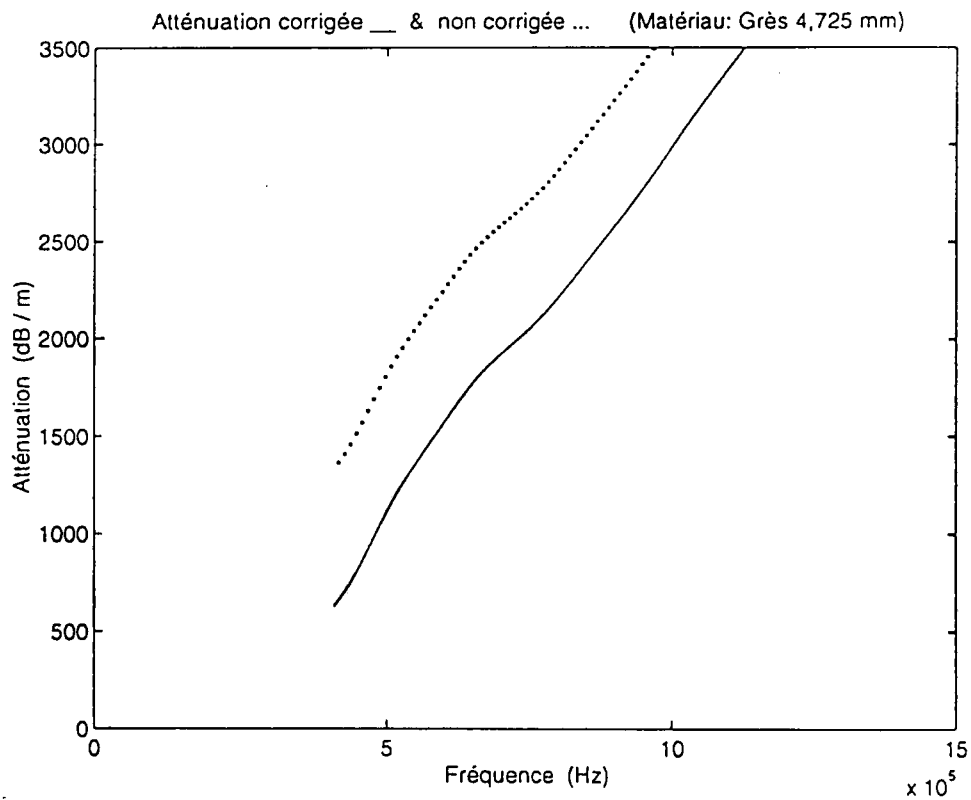


Fig. 20 Atténuations = f (Fréquence) , non corrigée (...) et corrigée (—) , relatives au signal de la figure 17

3.1.2. Exemple 2.

À titre de deuxième exemple nous avons testé un échantillon de grès rouge des Vosges qui, du point de vue géologique, serait un dépôt deltaïque de formation datant du Permien (ère primaire) et provenant de Champenay.

Les conditions expérimentales concernant cet échantillon sont:

Épaisseur de l'échantillon : $h = 29,9 \text{ mm}$

Distance émetteur-récepteur : $L = 30 \text{ cm}$

Distance de compensation : $L_c = -18,67 \text{ mm}$

Base de temps de l'oscilloscope : $5 \mu\text{s/car}$

Température de l'eau : $19,9 \text{ }^\circ\text{C}$ correspondant à
une vitesse de 1482 m/s

Fréquence centrale des transducteurs: 1 MHz

Les figures 21 et 22 montrent respectivement le signal de référence qui s'est propagé dans l'eau en l'absence d'échantillon et son spectre d'amplitude.

Le signal dispersé (figure 23), après propagation dans l'eau et réfraction dans l'échantillon, présente un spectre d'amplitude (figure 24) légèrement décalé vers les basses fréquences pour la raison rencontrée précédemment (comportement de la roche en filtre passe-bas).

La courbe de vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le mode longitudinal, est représentée en figure 25; elle indique une vitesse dans le matériau plus élevée que celle dans le grès beige de l'Aveyron, révélant ainsi une structure matricielle plus rigide. Cette caractéristique élastique de la matrice s'est confirmée lors de la mesure de la vitesse de phase en mode transversal (module de cisaillement d'ordre plus élevé). Les valeurs de la vitesse de phase en mode longitudinal sont 3938 m/s pour f tendant vers zéro et 4151 m/s pour $f = 1 \text{ MHz}$.

Ce grès rouge présente donc un caractère moins dispersif en mode longitudinal que le grès beige. En effet la différence d'amplitude entre la vitesse maximale et la vitesse minimale $\Delta V_L^r = 4151 - 3938 = 213$ m/s pour le grès rouge est plus faible que celle pour le grès beige $\Delta V_L^b = 3761 - 3514 = 247$ m/s; ceci traduit un degré de consolidation un peu plus élevé pour le grès rouge.

La courbe d'atténuation en fonction de la fréquence, relative au mode longitudinal est illustrée par la figure 26. Le grès rouge des Vosges est beaucoup moins atténuant que le grès beige: 779 dB/m contre 1640 dB/m à la fréquence de 1 MHz. La correction de diffraction est également moins importante dans le cas du grès rouge, ce qui indique un matériau moins diffusif.

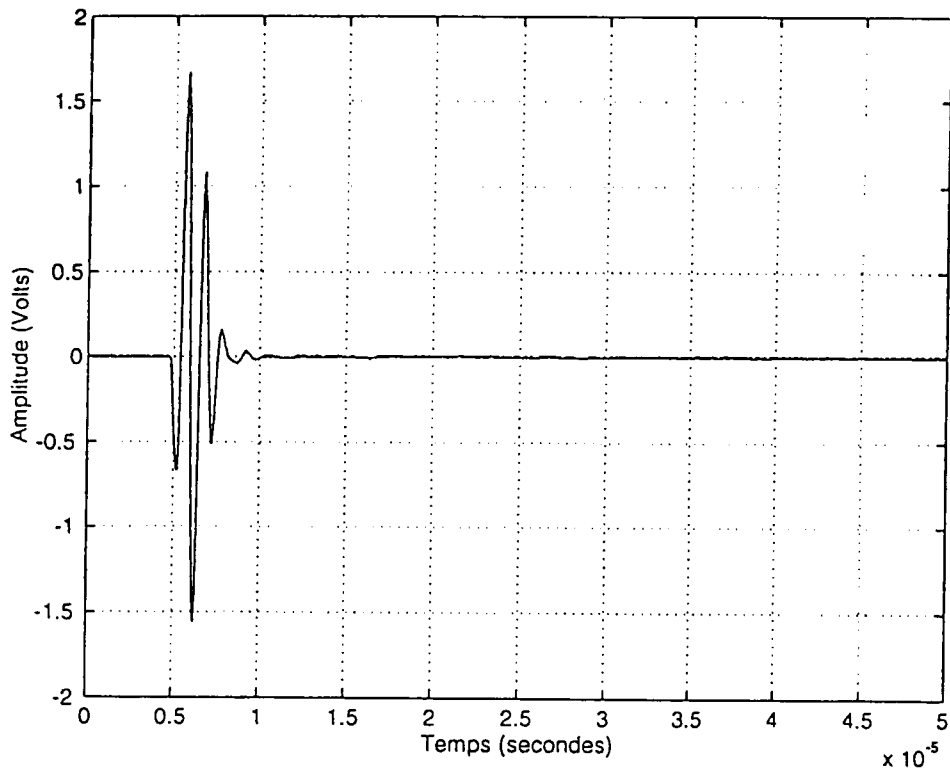


Fig. 21 Signal de référence émis et transmis dans l'eau

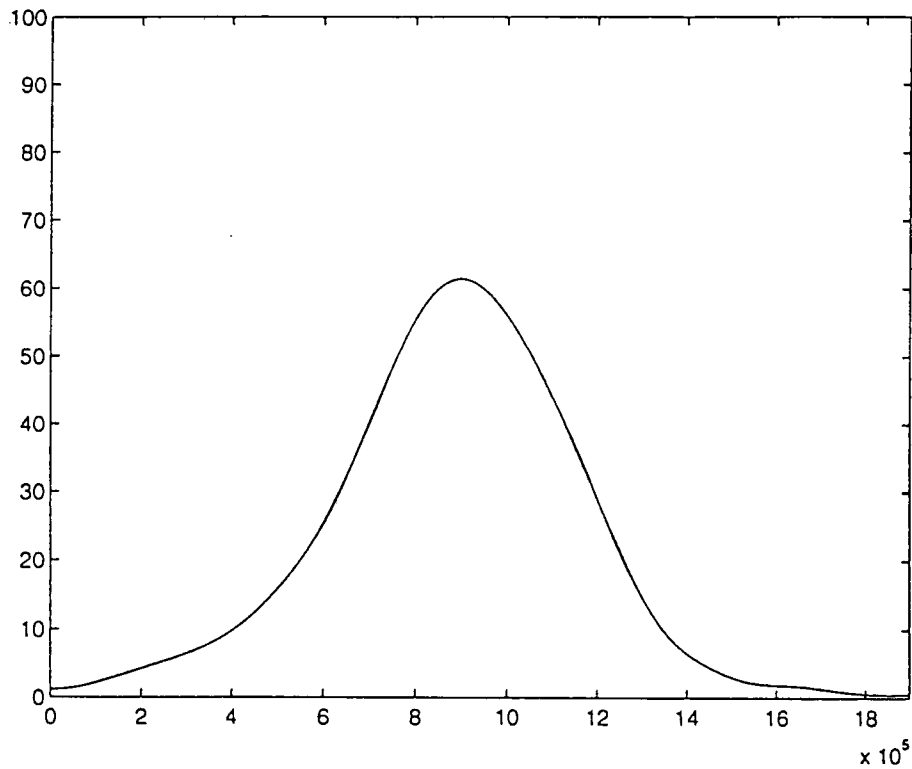


Fig. 22 Spectre d'amplitude relatif au signal émis de la figure 21

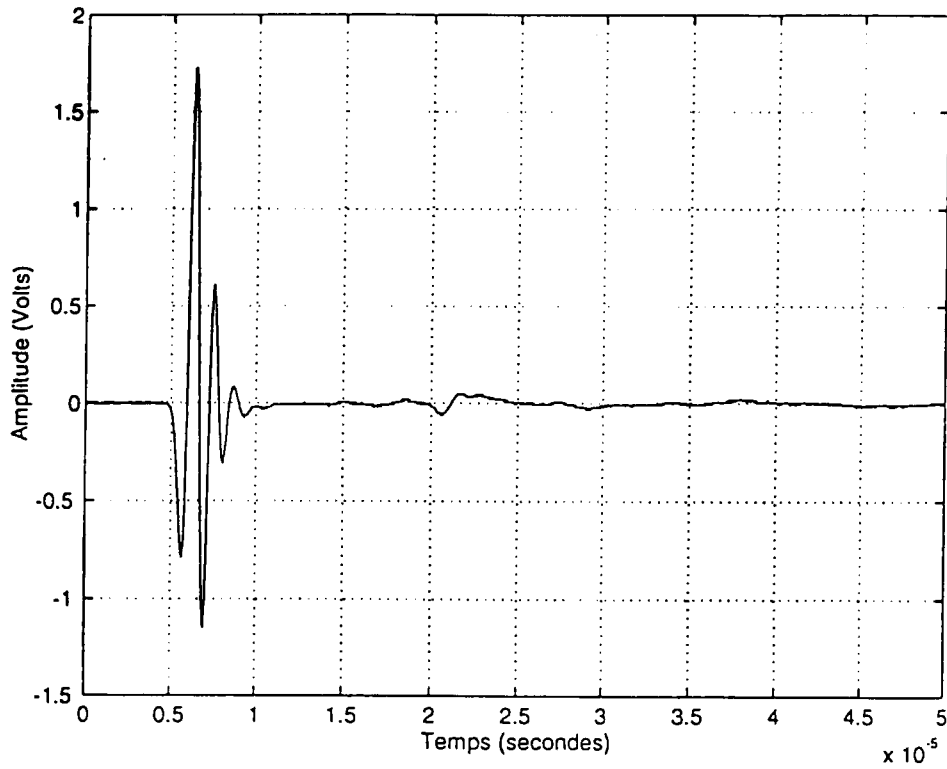


Fig. 23 Signal dispersé par l'échantillon de grès des Vosges

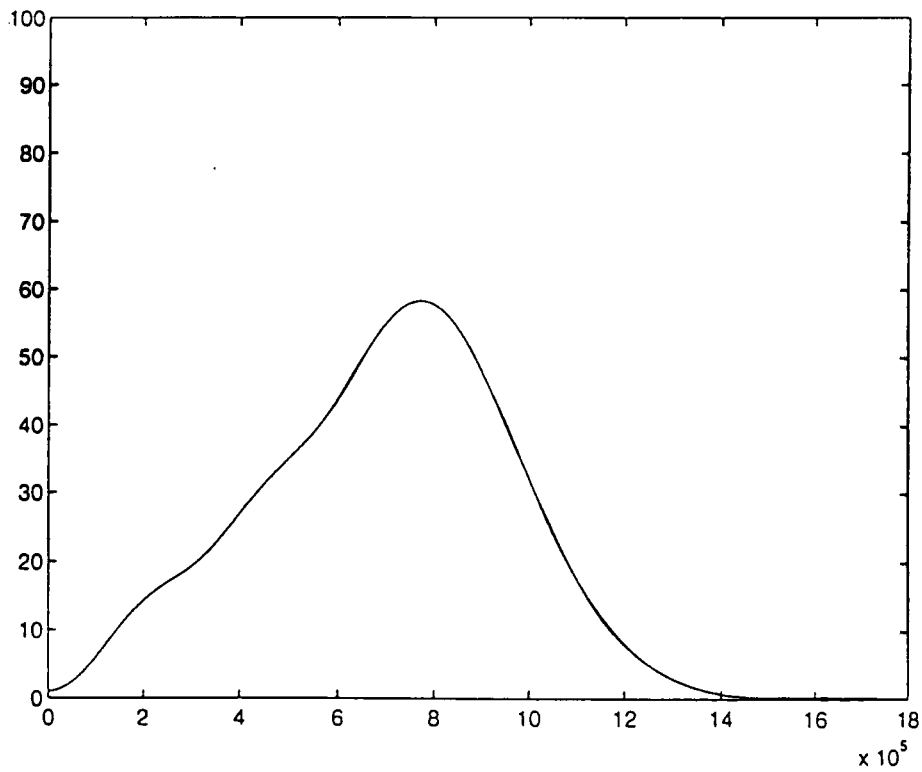


Fig. 24 Spectre d'amplitude relatif au signal dispersé de la figure 23

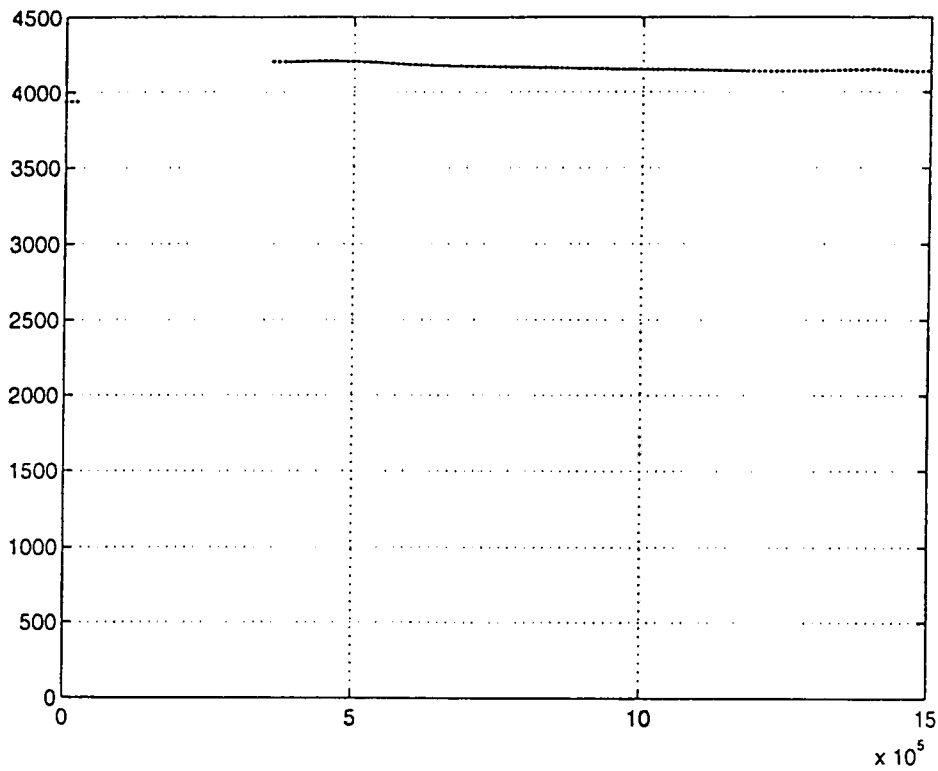


Fig. 25 Vitesse de phase = f (Fréquence) relative au signal de la figure 23

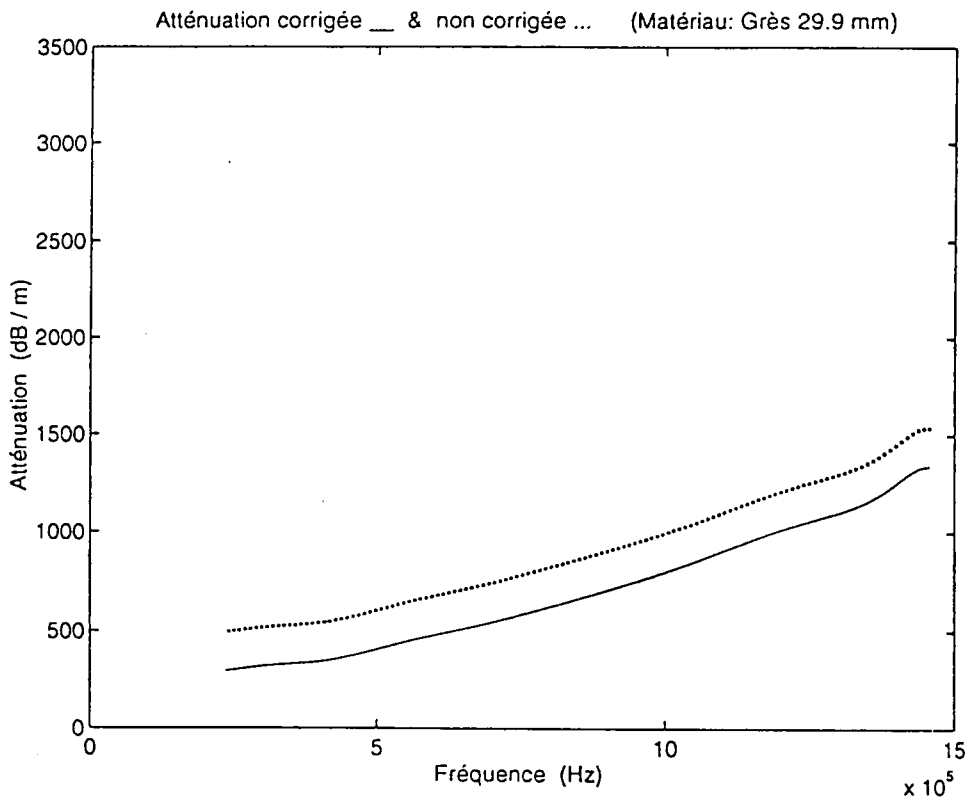


Fig. 26 Atténuations = f (Fréquence) , non corrigée (...) et corrigée (—) , relatives au signal de la figure 23

Pour acquérir la courbe de vitesse de phase en mode transversal, l'échantillon est placé en incidence oblique avec un angle à 30° . L'onde qui se propage, traverse alors une épaisseur de roche de $n_e = h/\cos\theta = 29,938/\cos(30^\circ) = 34,569 \text{ mm}$.

Les conditions expérimentales deviennent:

Nouvelle épaisseur de l'échantillon: $n_e=34,569 \text{ mm}$

Distance de compensation: $L_c' = -13,5 \text{ mm}$

Température de l'eau : $19,66^\circ\text{C}$ correspondant à une vitesse de 1481 m/s

Les figures 27, 28 et 29 représentent successivement le signal dispersé par l'échantillon positionné à 30° , son spectre d'amplitude et sa vitesse de phase V_s . La courbe de $V_s = f(\text{fréquence})$, tracée en figure 29, indique des valeurs de vitesse de cisaillement plus élevées que celles obtenues pour le grès beige: la valeur de seuil est située à 2430 m/s pour f tendant vers zéro et la valeur pour $f = 1 \text{ MHz}$ est à 2569 m/s . La figure 28 montre un spectre d'amplitude fortement décalé; il est prévisible, dans ce cas, que le rapport spectral conduise à des divisions par des valeurs très faibles et l'atténuation sera alors surévaluée, c'est pourquoi la courbe d'atténuation $\alpha_s = f(\text{fréquence})$ ne pourra être obtenue qu'en diminuant l'épaisseur de l'échantillon.

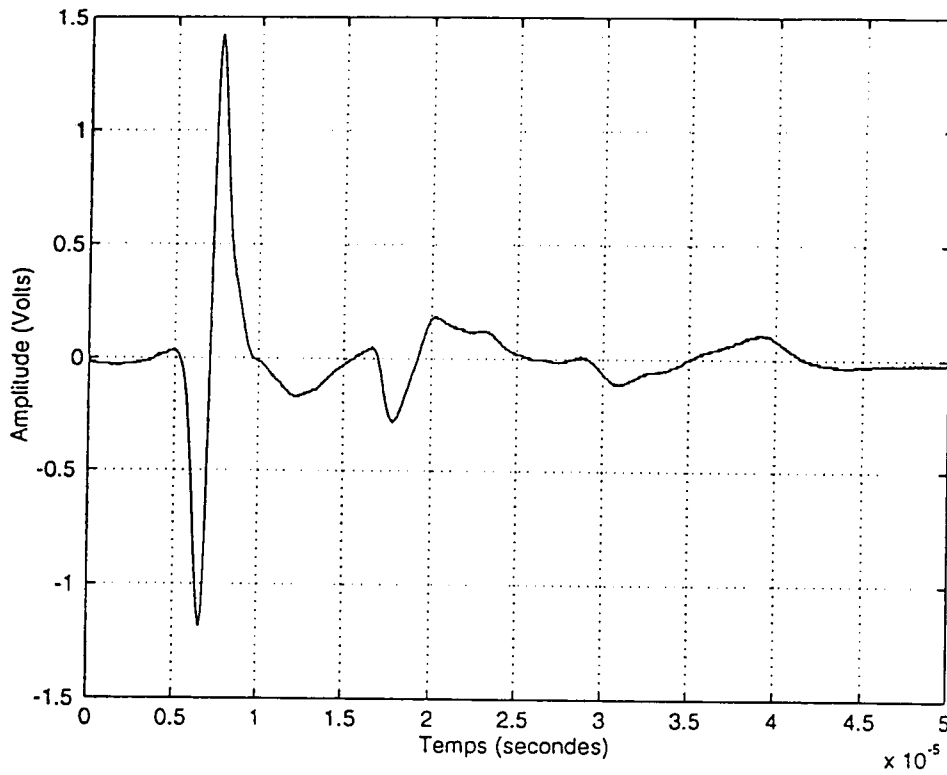


Fig. 27 Signal dispersé par l'échantillon de grès des Vosges, en mode transversal

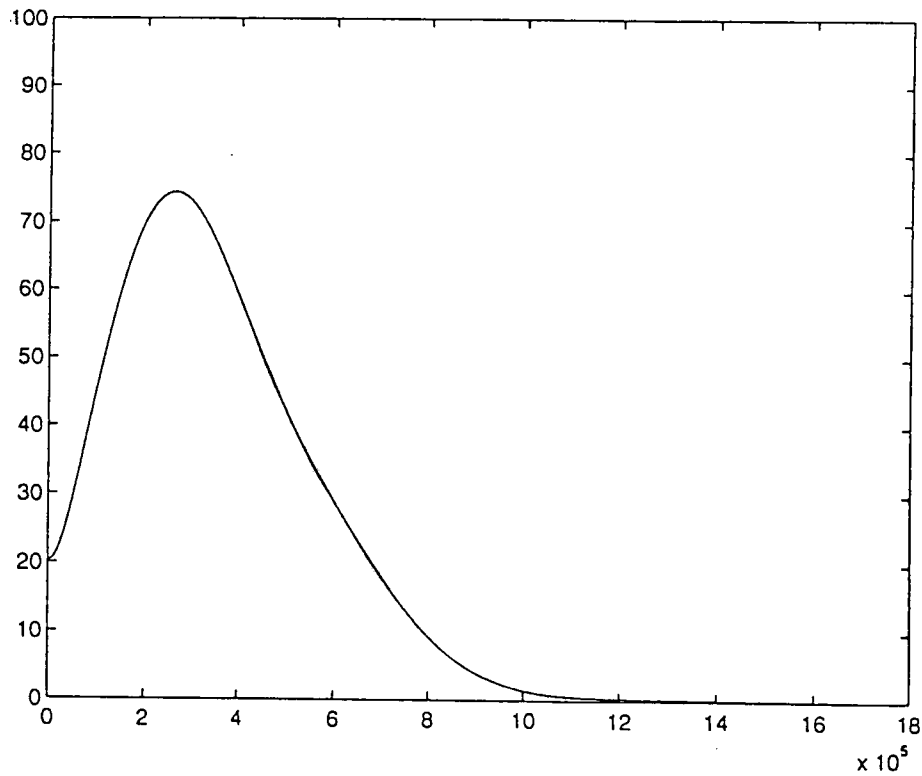


Fig. 28 Spectre d'amplitude relatif au signal dispersé de la figure 27

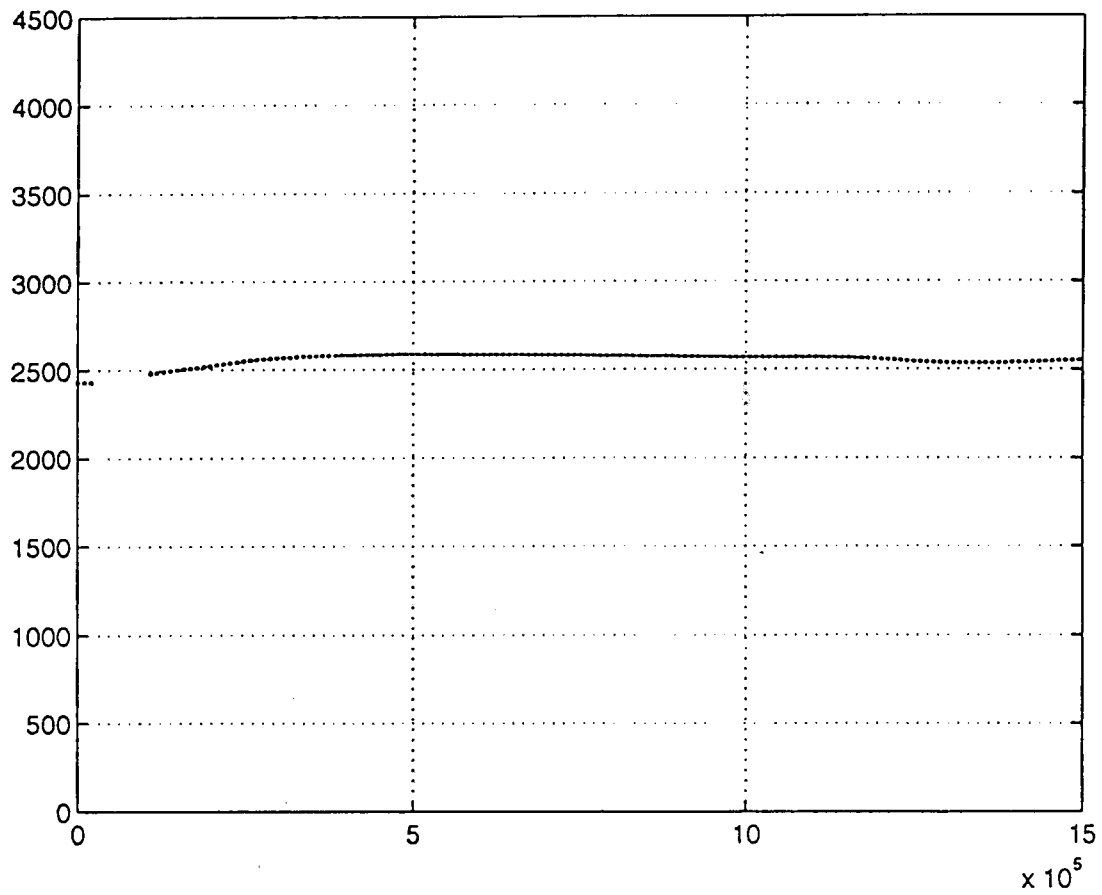


Fig. 29 Vitesse de phase = f (Fréquence) relative au signal de la figure 27

4. CONCLUSION.

Au cours de ce travail, nous avons vu que le spectre de phase d'une impulsion large bande est lié linéairement aux relations de dispersion concernant le milieu dispersif.

Or toutes les données expérimentales obtenues à partir des relations de dispersion (10) à (18), révèlent une partie des propriétés pétrophysiques qui nous ont permis de caractériser les matériaux poreux lors d'une investigation sur la dispersion acoustique.

En effet il est clair que, de ces mesures de vitesses de phase en onde de compression et en onde de cisaillement, il est possible de déduire d'autres paramètres physiques tels que le coefficient de Poisson ν , le module de cisaillement μ et par conséquent le module élastique de la matrice K_b [3].

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Biot M.A., Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range, J. Acoust. Soc. Am. (1956) 28 168-178.
- [2] Biot M.A., Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range, J. Acoust. Soc. Am. (1956) 28 179-191.
- [3] Gazanhes C. et Hérault J.-P., Dispersion acoustique dans des roches poreuses, J. Phys. III France 3 (1993) 2071-2086.
- [4] Jeong H. et Hsu D.K., Experimental analysis of porosity-induced ultrasonic attenuation and velocity change in carbon composites, Ultrasonics (1995) Vol 33 N°3 195-203.
- [5] Lee C.C., Lahham M. et Martin B.G., Experimental verification of the Kramers-Krönig relationship for acoustic waves, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. (1990) Vol 37 N°4 286-294.
- [6] Hsu D.K. et Jeong H., Ultrasonic velocity change and dispersion due to porosity in composite laminates, Review of Progress in Quantitative NDE (1989) Vol.8b 1567-1573.
- [7] Thompson R.B. et Gray T.A., Analytic diffraction corrections to ultrasonic scattering measurements, Review of Progress in Quantitative NDE (1983) Vol.2a 567-586.
- [8] Sachse W. et Pao Y.-H., On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids, J. Appl. Phys. (1978) Vol. 49 N°8 4320-4327.

2ème PARTIE

CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE
ÉLECTRIQUE

(ANALYSE DE LA DÉPENDANCE FRÉQUENTIELLE
PAR MESURE DE RÉSISTIVITÉ COMPLEXE)

CARACTÉRISATION DES ROCHES PAR MÉTHODE ÉLECTRIQUE

1. INTRODUCTION

Les propriétés de transports hydraulique et électrique dans les roches saturées de fluide à faible salinité sont d'une importance non négligeable dans la connaissance du réseau poreux associé à ces roches. On sait en effet que la présence de fluide (solution aqueuse souvent chargée de sels minéraux) dans la roche, la proportion de ce fluide, la façon dont il est distribué et la difficulté (ou la facilité) avec laquelle il y circule, sont liées à une certaine configuration du réseau poreux par la porosité, la microstructure et la perméabilité de ladite roche.

De plus les propriétés électriques relatives aux roches fournissent une information sur la géométrie des pores et sur l'aire de leur surface. Il est établi que trois phases participent à la conductivité électrique: d'une part les pores qui contribuent à la conductivité en continu, d'autre part les grains qui sont pour la majorité considérés comme isolants et sont assimilables à des condensateurs dans la modélisation de la structure d'un réseau, et enfin les interfaces entre pores et grains qui jouent un rôle dans la dépendance fréquentielle des propriétés électriques.

Afin de mettre en évidence l'intérêt porté aux propriétés électriques, citons ce que C. Ruffet écrit dans sa thèse [1] à propos de la conductivité électrique complexe: "L'intérêt des géophysiciens pour la conductivité électrique est grandement justifié lorsque l'on constate la sensibilité extrême de cette propriété qui, à basse fréquence, couvre

plus de 24 ordres de grandeur aux changements les plus subtils pouvant intervenir sous terre: qu'il s'agisse de la densité, du contenu en eau, de la concentration et chimie de cette eau, des réactions d'oxydo-réduction, des processus d'échanges de cations, des processus de corrosion, des mouvements de l'eau, des gradients de concentration chimique, des réactions entre les argiles et les minéraux organiques, de la température, de la pression et de bien d'autres mécanismes ou conditions encore".

Donc en prenant en considération le paramètre de conductivité complexe, nous faisons intervenir dans la connaissance du milieu étudié une relation prenant en compte la microgéométrie des roches [2] et la nature fractale possible des surfaces internes comme l'ont suggéré Le Méhauté et Crépy [3] en 1983, Po Zen Wong [4] en 1987 et Ruffet et al. [5] en 1991. Nous reviendrons par la suite sur cette notion de nature fractale.

Examinons à présent la conductivité électrique d'un point de vue plus théorique.

2. CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE

Lorsqu'un échantillon de roche saturée est soumis à un champ électrique E variant sinusoidalement, un courant y prend naissance. Or le champ E et la densité de courant J sont liés à la conductivité complexe σ^* par la relation:

$$J = \sigma^*(\omega) \cdot E, \quad (1)$$

la conductivité complexe d'un matériau isotrope s'écrivant:

$$\sigma^*(\omega) = \sigma'(\omega) + i \sigma''(\omega) \quad (2)$$

ou encore, en considérant la résistivité complexe $\rho^*(\omega)$:

$$\rho^*(\omega) = 1/\sigma^*(\omega) = \rho'(\omega) + i \rho''(\omega). \quad (3)$$

En faisant intervenir la permittivité complexe ϵ^* :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - i \epsilon''(\omega) = \sigma^*(\omega) / i \omega \quad (4)$$

la relation (1) peut encore s'écrire:

$$J = (i \omega \epsilon' + \omega \epsilon'') E \quad (5)$$

Précisons que la roche saturée, qui est un milieu poreux hétérogène, se comporte à la fois comme un conducteur et un diélectrique, et sa réponse manifesterà une dépendance fréquentielle. En outre la densité de courant électrique totale J représente la somme de la densité de courant de *conduction* et de la densité de courant de *déplacement*. C'est du reste à cette densité de courant total J que nous avons accès sur le plan expérimental. Enfin la conductivité complexe σ^* (ou la permittivité complexe ϵ^*) inclue les deux phénomènes de *conduction* (à dominance basse fréquence) et de *polarisation* (à dominance haute fréquence).

On peut définir également la permittivité relative complexe en normalisant la permittivité complexe $\epsilon^*(\omega)$ du milieu par la permittivité diélectrique du vide ϵ_0 :

$$K^*(\omega) = K'(\omega) - i K''(\omega) = \frac{\epsilon^*(\omega)}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*(\omega)}{i \omega \epsilon_0} \quad (6)$$

K' est la constante diélectrique relative et K'' représente la perte diélectrique relative

ϵ_0 vaut $10^{-9} / (36 \cdot \pi)$ et s'exprime en F/m.

Enfin les parties réelle et imaginaire des permittivité, résistivité et conductivité sont liées entre elles par le facteur de dissipation D selon:

$$D = \tan \delta = \frac{\sigma'}{\sigma''} = \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{K''}{K'} \quad (7)$$

Comment peut-on représenter ces différentes grandeurs? En fait, pour caractériser la réponse électrique en fréquence de la conductivité, la résistivité ou la permittivité complexes, on utilise d'une part les diagrammes permettant d'exprimer la

dispersion, à savoir partie réelle et partie imaginaire de la grandeur considérée en fonction de la fréquence et d'autre part un diagramme, dit d'Argand, donnant la partie imaginaire de la grandeur en fonction de sa partie réelle pour chaque fréquence. Nous donnons au paragraphe 6 des exemples de dispersion relative à diverses roches ainsi que les diagrammes d'Argand qui leur correspondent en effectuant des mesures de résistivité complexe sur des échantillons saturés de solutions salines, à pression atmosphérique et température ambiante dans une gamme de fréquences de 1 kHz à 800 kHz.

La dépendance fréquentielle de la conductivité complexe γ est analysée en utilisant différents modèles; c'est pourquoi nous abordons dès maintenant ces modèles révélant le comportement fréquentiel des matériaux étudiés.

3. MODÈLES DE CONDUCTIVITÉ COMPLEXE

De nombreux modèles ont été proposés pour prendre en considération les effets de dépendance fréquentielle.

La compréhension que nous avons de la réponse dynamique microscopique des diélectriques est en grande partie basée sur les travaux de Debye dans la première moitié de ce siècle. En fait Debye a proposé en 1912 [6] et 1929 [7] un modèle reposant sur des bases physiques...et des extensions à ce modèle ont suivi; citons notamment le modèle de Cole et Cole [8] en 1941, celui de Davidson et Cole [9] en 1951, etc.

Il convient de préciser que la classique réponse de Debye pouvait seulement fournir une approximation à la réponse de la plupart des solides et des liquides. C'est pourquoi Cole et Cole ont introduit dans le modèle de Debye un exposant en $1-q$ fournissant un degré supplémentaire de liberté, ce qui eut pour résultat de mieux ajuster les réponses observées. Mais il est reconnu que le "modèle" de Cole et Cole n'est pas vraiment un modèle, mais

plutôt une description empirique et qu'il manque de justification physique.

3.1. Modèle de Debye

Debye a analysé la réponse d'un dipôle chargé, immergé dans un milieu visqueux; elle suit une relaxation du type:

$$K^* = K_\infty + \frac{K_0 - K_\infty}{1 + i \omega \tau} \quad (8)$$

avec: $K_0 = \lim_{\omega \rightarrow 0} K'$ et $K_\infty = \lim_{\omega \rightarrow \infty} K'$

τ est le temps de relaxation du processus de polarisation et il est lié à la viscosité du milieu.

La résistivité peut s'exprimer par:

$$\rho(\omega) = \frac{\rho_0}{1 + i \omega \rho_0 \varepsilon} \quad (9)$$

Le diagramme d'Argand correspondant est tracé sur la figure 1.

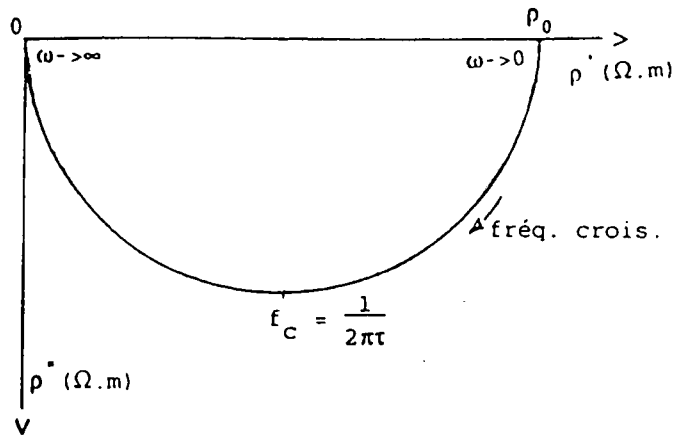


Fig. 1 Modèle de Debye en résistivité complexe , représenté selon le diagramme d'Argand

Comme on peut le constater, le demi-cercle est centré sur l'axe des réels.

3.2. Modèle de Cole et Cole

Cole et Cole ont modifié le modèle de Debye en introduisant un exposant $1-q$ et ont proposé une expression empirique de la forme:

$$K^* = K_\infty + \frac{K_0 - K_\infty}{1 + (i \omega \tau)^{1-q}} \quad (10)$$

où q est le paramètre de distribution de Cole et Cole compris entre 0 et 1. Remarquons que si q est nul, l'expression (10) se réduit à la réponse de Debye.

La réponse en résistivité sur diagramme d'Argand (figure 2) engendre un demi-cercle décentré par

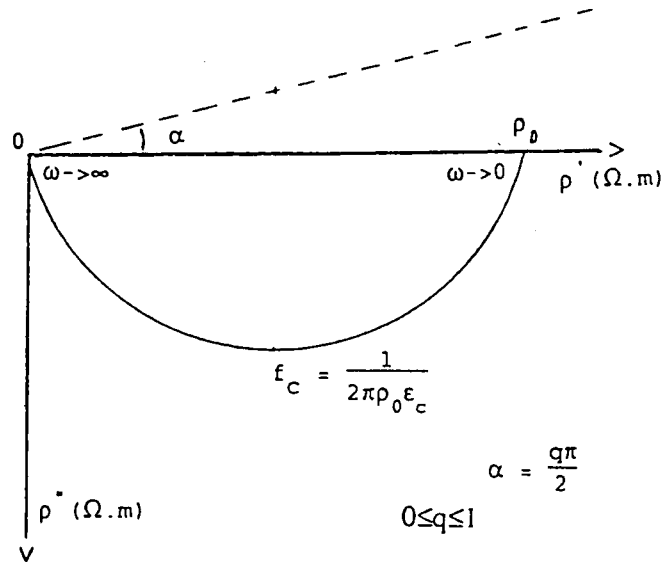


Fig. 2 Modèle de Cole et Cole en résistivité complexe, représenté selon le diagramme d'Argand

rapport à l'axe des réels et devient:

$$\rho(\omega) = \frac{\rho_0}{1 + (i \omega \rho_0 \epsilon_c)^{1-q}} \quad (11)$$

3.3. Modèle de Cole et Davidson

La réponse de Cole et Davidson est représentée par la fonction:

$$K^* = K_{\infty} + \frac{K_0 - K_{\infty}}{(1 + i \omega \tau)^{\beta}} \quad (12)$$

avec: $0 \leq \beta \leq 1$.

Parmi ces modèles devenus classiques, d'autres ont été proposés afin de restituer le comportement de relaxation généralisé donnant une représentation correcte des résultats observés expérimentalement. Le lecteur intéressé par ces modèles peut consulter l'article publié en 1983 par Hill et Jonscher [10].

4. MODÈLES DE SURFACE FRACTALE

En 1984 les travaux de Katz et Thompson [11] sur des grès et ceux effectués en 1988 par Krohn [12] sur des argiles schisteuses, des grès et des carbonates ont montré que les surfaces internes de pores de nombreuses roches sont de nature fractale. Wong et al [13], en 1989, ont mis en évidence la nature fractale dans d'autres types de roches ignées ou métamorphiques. Avnir, Farin et Pfeifer [14] ont publié dans un article, en 1984, un tableau de dimensions fractales relatives à divers matériaux, que nous reproduisons en tableau I; ces auteurs ont classé les différents matériaux présentés en trois catégories de dimensions fractales (élevées, moyennes ou faibles) et ont caractérisé les surfaces suivant les dimensions (qui restent dans les limites $2 \leq d < 3$) fractales auxquelles elles appartiennent.

Selon Krohn, ces surfaces de nature fractale auraient été produites par un processus de diagénèse, c'est-à-dire assurant la transformation d'un sédiment ou d'une roche meuble en une roche cohérente.

De nombreux travaux sont encore nécessaires pour clarifier le mécanisme par lequel la rugosité de surface de grain influence la conductivité complexe

Tableau I

Dimensions fractales relatives à divers matériaux

| dimension | Found in | range (\AA^2) |
|-----------------|---|--------------------------|
| <i>High</i> | | |
| 2.91 ± 0.02 | Upper Columbus dolomitic rock from Bellevue, Ohio | 20–47,000 |
| 2.97 ± 0.01 | Goodland high calcium rock, from Idabel, Okla. | 20–47,000 |
| 2.88 ± 0.02 | Granitic rock from SHOAL nuclear test site, Nevada | 16–16,500 |
| 2.73 ± 0.05 | Igneous rock sample from SHOAL site | 14–14,300 |
| 2.71 ± 0.14 | Granular activated carbon—Tsurumi HC-8, from coconut shell | (16–37) |
| 2.80 ± 0.16 | Granular activated carbon—Fujisawa B-CG, from coconut shell | (16–37) |
| 2.90 ± 0.01 | Carbonate rock from groundwater test well, Yucca Flat, Nevada | 16–16,500 |
| 2.92 ± 0.02 | Soil (kaolinite, trace halloysite) | 150–16,500 |
| 2.94 ± 0.04 | Porous silicic acid | (16–34) |
| 2.79 ± 0.03 | Activated alumina grade F-20 (Alcoa Corp.) | 16–45,100 |
| 2.78 ± 0.21 | Charcoal (BDH) of animal origin | 1,400–180,000 |
| 2.67 ± 0.16 | Porous coconut charcoal (Standard Chemical Co., Montreal) | (16–47) |
| <i>Medium</i> | | |
| 2.57 ± 0.04 | Porous α -FeOOH pigment for magnetic tapes | 16–980 |
| 2.35 ± 0.11 | Crushed Corning 0010 lead glass | 21–14,900 |
| 2.52 ± 0.07 | Coal mine dust from Western Pennsylvania | 16–180 |
| 2.33 ± 0.08 | Coal mine dust from Western Pennsylvania | 16–270 |
| 2.25 ± 0.09 | Carbon black | (16–71) |
| 2.54 ± 0.12 | Slightly porous coconut charcoal (Standard Chemical Co., Montreal) | (16–47) |
| 2.30 ± 0.07 | Slightly porous coconut charcoal (Standard Chemical Co., Montreal) | (16–47) |
| 2.63 ± 0.03 | Mosheim high calcium from Stephens City, Va. | 20–47,000 |
| 2.58 ± 0.01 | Niagara (Guelph) dolomite from Woodville, Ohio | 20–47,000 |
| 2.46 ± 0.11 | Glassy melted rock from Rainier nuclear zone, Nevada | 14–14,300 |
| 2.29 ± 0.06 | Soil (mainly feldspar quartz and limonite) | 150–21,800 |
| <i>Low</i> | | |
| 2.02 ± 0.06 | Aerosil—nonporous fumed silica (Degussa) | 16–529 |
| 2.15 ± 0.06 | Snowit—ground fine Belgian quartz glass of high purity | 16–10,600 |
| 2.14 ± 0.06 | Madagascar quartz from Thermal Syndicate | 16–1,850 |
| 1.95 ± 0.04 | Periclase—electrically fused and crushed magnesite | 16–720 |
| 2.02 ± 0.05 | Synthetic faujasite ($\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2.67\text{SiO}_2 \cdot m\text{H}_2\text{O}$) (Linde Air Products) | (16–68) |
| 2.07 ± 0.01 | Graphite—Vulcan 3G (2700) (National Physical Lab., Teddington, UK) | (16–178) |
| 2.04 ± 0.16 | Graphon—partially graphitized carbon black formed by heating MPC black to 3,200 °C | (15–41) |
| 2.13 ± 0.16 | Graphon—graphitized carbon black (Cabot Corp.) | 1,400–180,000 |
| 2.04 ± 0.04 | Active, (nonporous), coconut charcoal (Standard Chemical Co., Montreal) | (16–47) |
| 1.97 ± 0.02 | Active, (nonporous), coconut charcoal (Standard Chemical Co., Montreal) | (16–47) |
| 2.16 ± 0.04 | Iceland spar, massive calcite from Chihuahua, Mexico | 20–47,000 |

des roches saturées. La principale approche a été l'interprétation de l'exposant de Cole et Cole, $1-q$, en termes de dimension fractale.

Mais avant de poursuivre, donnons une définition du qualificatif "fractal".

Définition de la nature fractale: un objet fractal est un objet construit selon le même schéma à toutes les échelles. En d'autres termes le qualificatif *fractal* est utilisé pour décrire un objet géométrique irrégulier (apparaissant fragmenté à toutes échelles où on l'observe) et auto-similaire, c'est-à-dire invariant par changement d'échelle.

Précisons que la dimension fractale reflète le degré de rugosité de la surface interne d'une roche.

En suivant le développement de la théorie fractale due à Mandelbrot en 1982 [15], trois interprétations fractales ont été proposées pour expliquer la dépendance fréquentielle des propriétés électriques: celle de Le Méhauté et Crépy en 1983, celle de Wong en 1987 et celle de Ruffet et al. en 1991. Nous utilisons ces théories pour étudier la dimension fractale de nos échantillons, c'est-à-dire que nous faisons l'hypothèse qu'ils présentent des caractéristiques fractales en suivant le modèle de Cole et Cole comme nous le constaterons dans la section des résultats expérimentaux.

Trois dimensions fractales (d) ont donc été calculées à partir des mesures de résistivité électrique:

- la première dimension, extraite de la théorie de Le Méhauté et Crépy, est donnée par:

$$d_{LMC} = \frac{1}{1 - q} + 1 \quad (13)$$

- la seconde est établie à partir de la théorie de Po Zen Wong et se formule selon:

$$d_{PZW} = 3 - 2 q \quad (14)$$

- enfin la troisième est une interprétation différente du modèle de Le Méhauté et Crépy, fournie par Ruffet et al. sous la forme:

$$d_{\text{RGD}} = \frac{2}{1 - q} \quad (15)$$

N.B. On peut remarquer que les trois modèles sont inaptes à représenter la dimension fractale lorsque q tend vers l'unité. En effet, la dimension fractale calculée en utilisant les théories de Le Méhauté et Crépy d'une part et de Ruffet et al. d'autre part tend vers l'infini, tandis que celle calculée à partir de la théorie de Po Zen Wong tend vers l'unité.

On peut noter également que la valeur des dimensions fractales pour les trois modèles se situe dans les limites comprises entre 2 et 3 ($2 \leq d \leq 3$) lorsque $0 \leq q \leq 1/3$.

Après examen des différentes théories, nous décrivons dans les paragraphes suivants l'appareillage, la procédure expérimentale et les résultats des mesures électriques sur des échantillons de roches saturées; la réponse électrique de ces roches est analysée en termes de résistivité ρ et de permittivité K .

5. APPAREILLAGE ET MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

Des mesures de résistivité complexe en fonction de la fréquence ont été effectuées sur différents échantillons saturés de solutions salines (0,1 g/l ou 1 g/l de NaCl), à pression atmosphérique et température ambiante, dans une gamme de fréquences de 1kHz à 800 kHz, à l'aide d'un appareillage réalisé par nous au laboratoire.

L'effet de la salinité des solutions de saturation n'est pas étudié ici; le lecteur intéressé par ce sujet trouvera dans la littérature bon nombre de résultats concernant cette étude (Cf. C.Ruffet [1], 4ème partie de la thèse; P.Glover et al.[16])

Les conditions expérimentales et l'appareillage sont décrits dans cette section, puis les résultats des mesures d'impédance en fonction de la fréquence sont analysés en utilisant les procédés de calcul décrits dans les paragraphes précédents.

Les échantillons de roches sont des cylindres de 25 mm de diamètre et de longueur variant entre 9 mm et 20,2 mm; avant toutes mesures ils sont mis en saturation dans des solutions contenant 0,1 g/l de chlorure de sodium (0,0017 M de NaCl) ou 1 g/l (soit 0,017 M de NaCl) et placés sous vide (dégazage) pendant approximativement une heure afin de les saturer correctement.

La préparation de l'échantillon étant achevée, ce dernier est introduit dans une cellule réalisée en plexiglas faisant partie du dispositif de mesure représenté en figure 3.

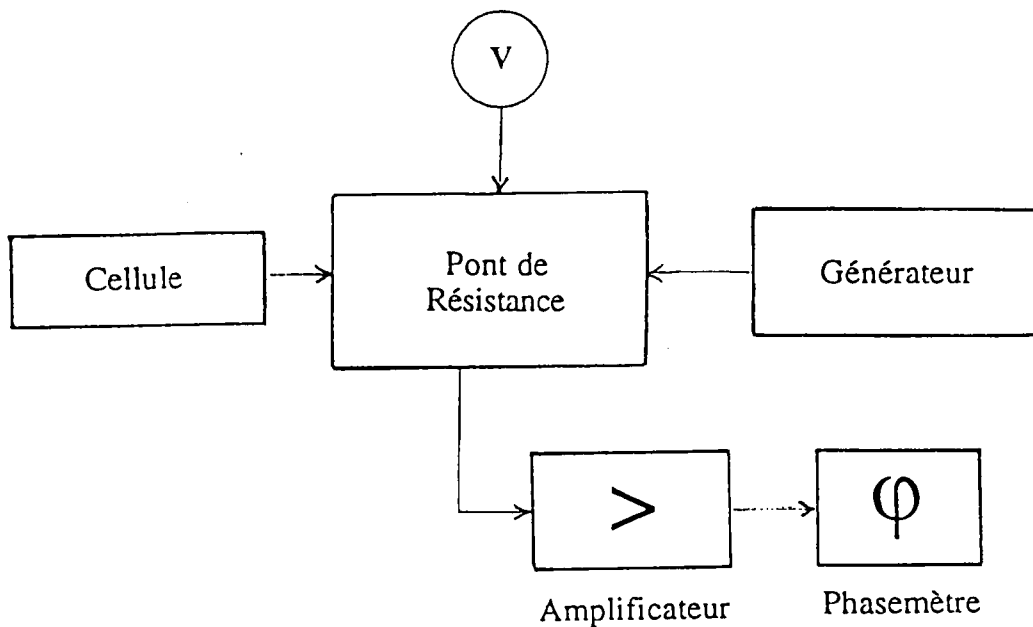
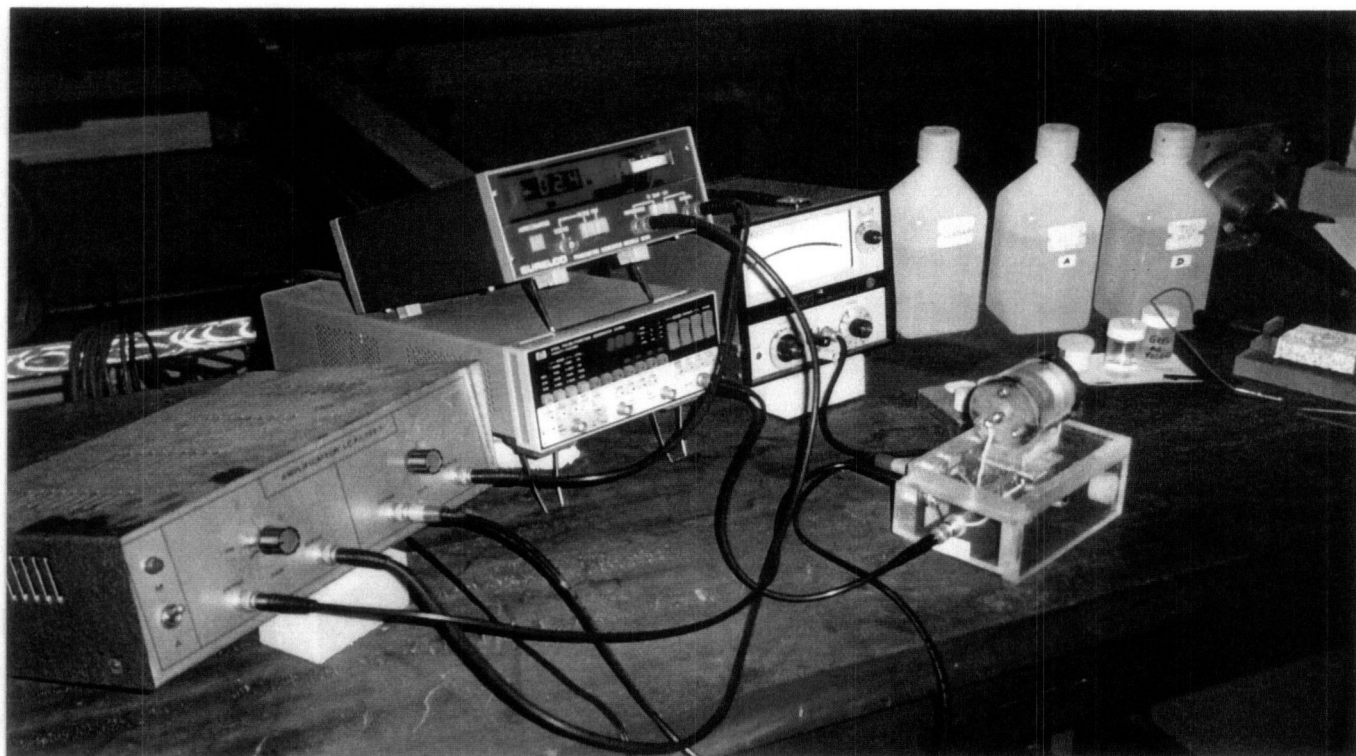


Fig. 3 Dispositif de mesure



Vue d'ensemble du dispositif de mesure

Pour mesurer la différence de potentiel aux bornes de l'échantillon de roche, nous avons utilisé une méthode à deux électrodes. Ces électrodes métalliques, entre lesquelles est placé l'échantillon, sont incorporées à la cellule cylindrique en plexiglas (voir figure 4), l'une étant fixe, l'autre mobile vient exercer une pression axiale sur l'échantillon par l'intermédiaire d'un ressort.

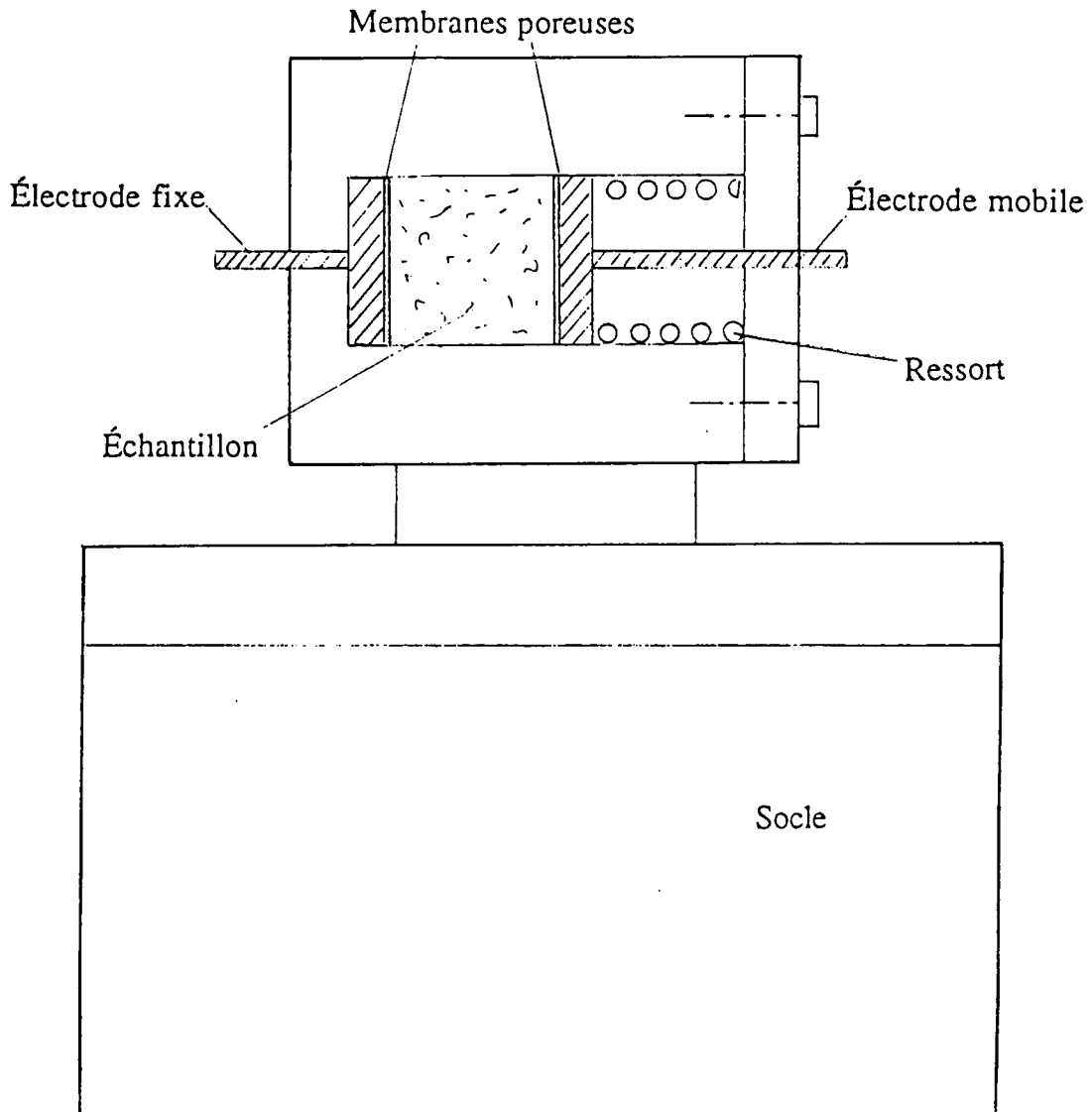
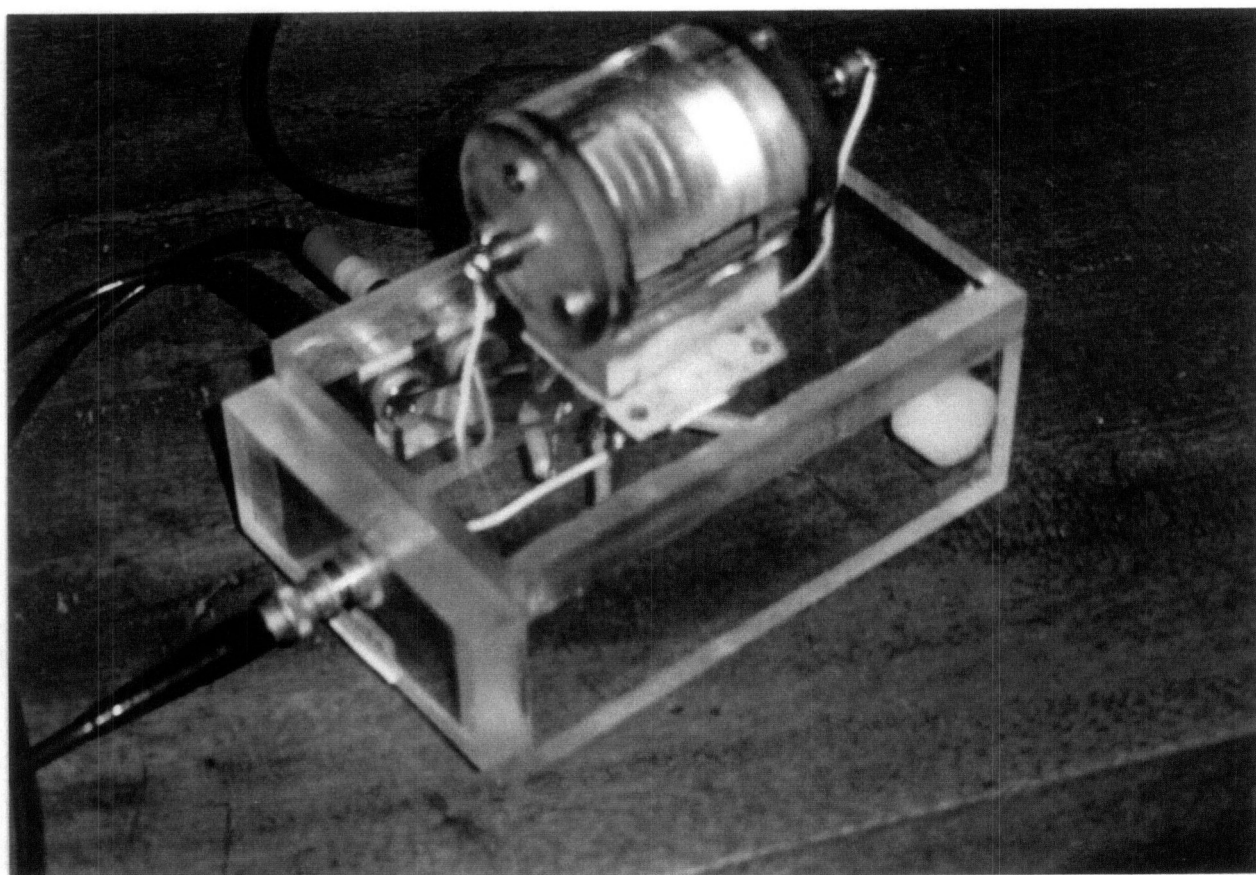


Fig. 4 Coupe schématique de la cellule de mesure

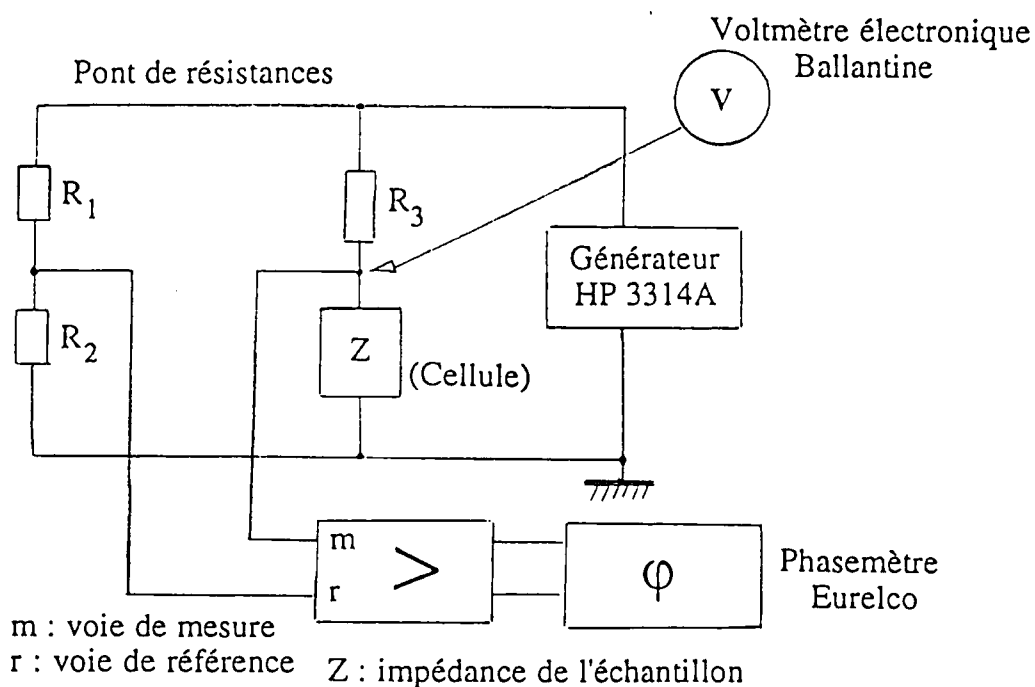


Vue de la cellule de mesure

Afin d'assurer un meilleur contact entre l'échantillon et l'électrode, ou tout au moins diminuer au maximum la résistance de contact, une membrane poreuse (du genre papier filtre) de 25/100ème de mm d'épaisseur, imbibée de solution, est intercalée entre électrode et échantillon.

Selon le schéma de principe de l'ensemble de mesure (figure 5), un amplificateur à deux voies (une voie de référence et une voie de mesure) permet, du fait de son impédance élevée, de ne prélever qu'un très faible courant sur l'échantillon, de manière à minimiser les effets de polarisation et à améliorer le rapport signal à bruit.

L'amplificateur est connecté à un phasemètre numérique Eurelco (modèle 2000), assurant la lecture de la phase.



N.B. Un inverseur permet de connecter le voltmètre sur R_3 (mesure de I) ou sur Z (mesure de U)

Fig. 5 Schéma de principe de l'ensemble de mesure

Un générateur de fonction HP 3314 A alimente un pont de résistances sous une tension sinusoïdale de 2V crête à crête.

Le voltmètre électronique Ballantine (modèle 323) dont l'entrée est nécessairement isolée de la masse (entrée flottante) permet d'effectuer la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon noté Z, ou de déterminer le courant traversant le diviseur R_3 -Z par prélèvement de la tension aux bornes de R_3 .

Le dispositif de mesure d'impédance, que nous avons réalisé au laboratoire, s'inspire en partie de l'impédancemètre ANBF 1 de M. Boyer [17] (en fait, nous n'en avons conservé que le sous-ensemble relatif au pont de résistances). Le principe de la mesure est basé sur la comparaison des tensions qui apparaissent aux bornes de deux diviseurs montés en parallèle sur la sortie du générateur (voir figure 5). Le premier est constitué de deux résistances R_1 et R_2 , et le second, d'une résistance R_3 et de l'impédance inconnue Z (échantillon) à mesurer. Les deux tensions à comparer, celle de référence (notée r) et celle de mesure (notée m), sont introduites dans l'amplificateur à deux voies; à la sortie de ce dernier, le décalage de phase entre la voie r et la voie m est converti en déphasage par le phasemètre.

Avant de tester le bon fonctionnement de l'ensemble, il convient de régler le gain de chaque voie (voie de référence et voie de mesure) de l'amplificateur pour que l'allure de la courbe tracée (diagramme d'Argand) corresponde à un demi-cercle centré sur l'axe des réels, lorsqu'un circuit R-C parallèle remplace l'échantillon.

Les données, mémorisées dans un fichier (fréquence f, phase ϕ , tension U aux bornes de l'échantillon, courant I traversant R_3) sont ensuite trai-

tées pour obtenir les parties réelle et imaginaire de X [$\text{Re}(X) = (U/I)\cos\phi$ et $\text{Im}(X) = (U/I)\sin\phi$], la résistivité complexe en tenant compte du facteur géométrique de l'échantillon $f_g = \ell/s$, ainsi que les permittivités réelle K' et imaginaire K'' .

Nous avons testé la réponse du système de mesure à l'aide d'un circuit R-C parallèle; par exemple nous avons adopté les valeurs $R = 8200 \Omega$ et $C = 320 \text{ pF}$, correspondant à la résistance et à la capacité d'un échantillon de schiste mesurées à 1 kHz. Dans ce cas, on sait que la réponse (comportement semblable au cas simple du diélectrique idéal) doit s'apparenter à celle du modèle de Debye (i.e. demi-cercle centré sur l'axe des réels). On constate sur la figure 6 que le relevé des points expérimentaux (identifiés par des +++) correspond bien à un arc de cercle centré sur l'axe des réels, et il en est de même pour la courbe théorique (identificateur: ooo), obtenue à partir du calcul du circuit parallèle R-C.

Concernant ce diagramme, ainsi que ceux présentés ultérieurement, notons que chaque point de la représentation de l'impédance est lié à la fréquence de mesure.

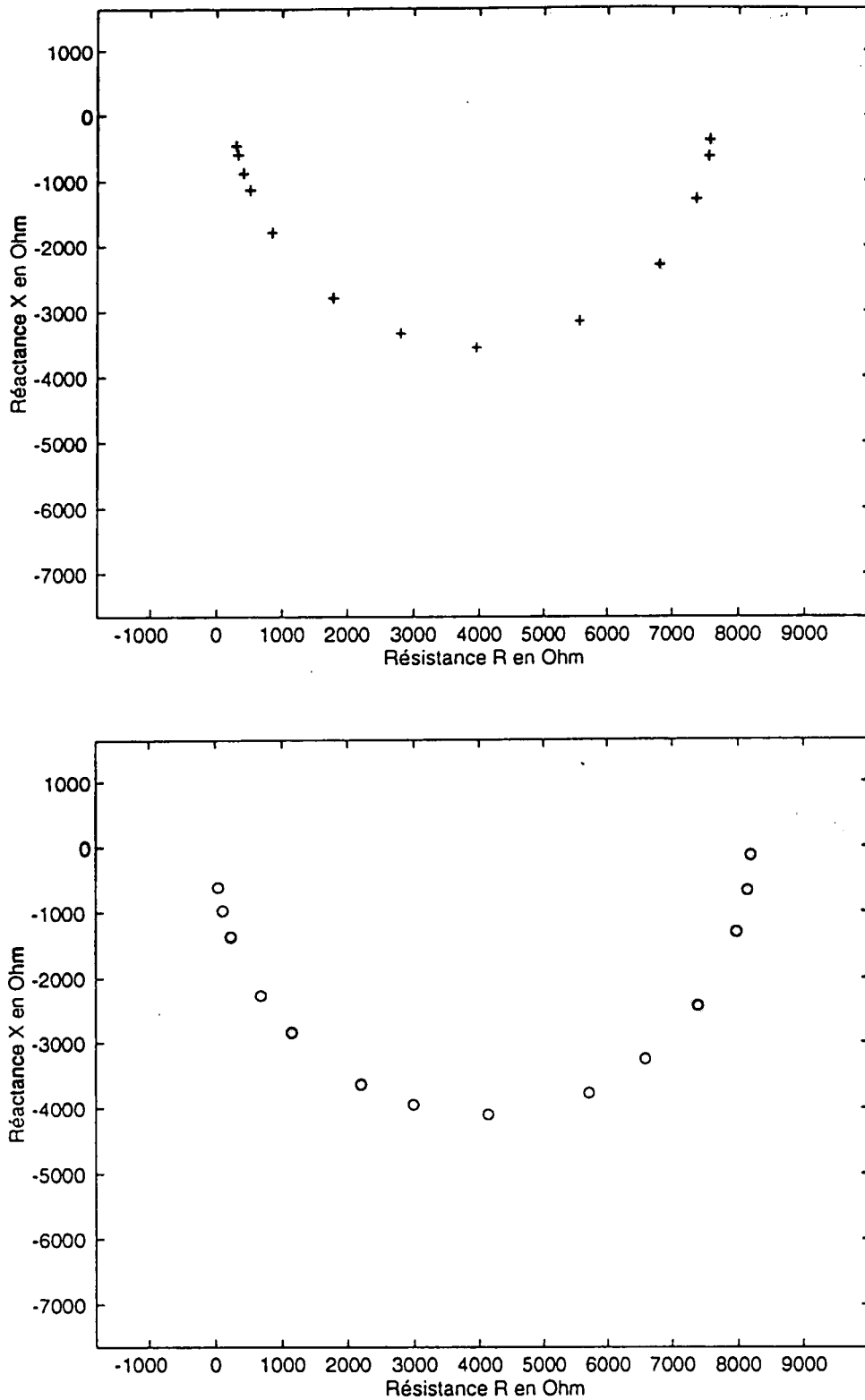


Fig. 6 Test de la réponse du système de mesure à l'aide d'un circuit R-C: diagrammes d'Argand expérimental (identificateurs +++) et théorique (identificateurs ooo)

6. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'examen de quelques résultats typiques de mesure présentés ci-après dans une gamme de fréquences comprises entre 1 kHz et 800 kHz révèle un comportement des roches considérées, pouvant être décrit par le modèle de Cole et Cole.

La réponse électrique des échantillons de roches est analysée sous trois formes graphiques de dépendance fréquentielle:

- la résistivité complexe ρ^* (diagramme d'Argand)
- les résistivités réelle et imaginaire en fonction de la fréquence (courbes semblables aux courbes de dispersion relatives aux célérités de phase et aux atténuations dans le domaine acoustique)
- le spectre de permittivité complexe K^* (permettant une meilleure évaluation du paramètre q de Cole et Cole).

6.1. Exemple 1.

Le premier exemple concerne un échantillon de schiste, illustré par les figures 7 (diagramme d'Argand) 8, 9 (résistivités réelle et imaginaire en fonction de la fréquence) et 10 (spectre de permittivité complexe).

Les données ont été relevées dans les conditions expérimentales suivantes:

Échantillon de schiste (provenance: Aveyron Sud)
 Diamètre: 25,5 mm; longueur: 9 mm
 Solution: eau + 1 g/l de NaCl
 Fréquences: 0,1 kHz à 800 kHz

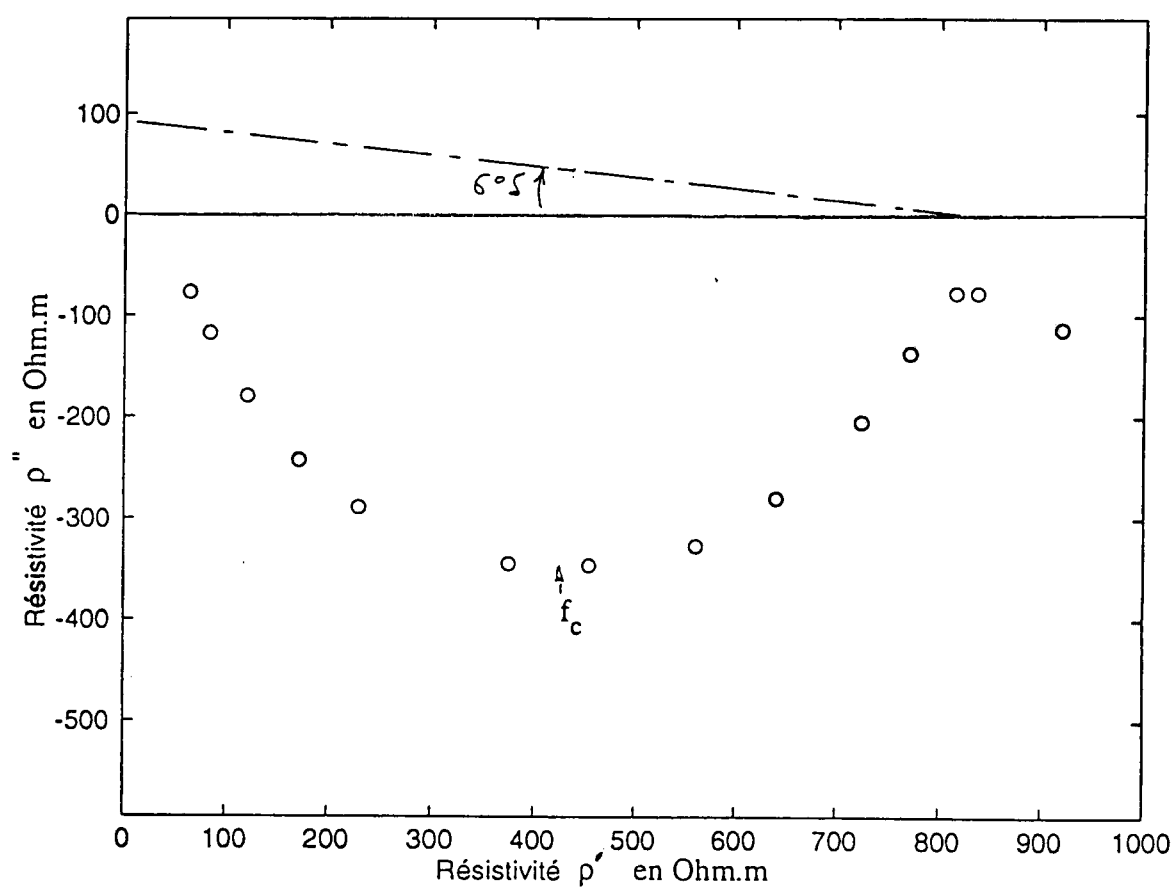


Fig. 7 Diagramme d'Argand en résistivité, relatif au schiste d'Aveyron

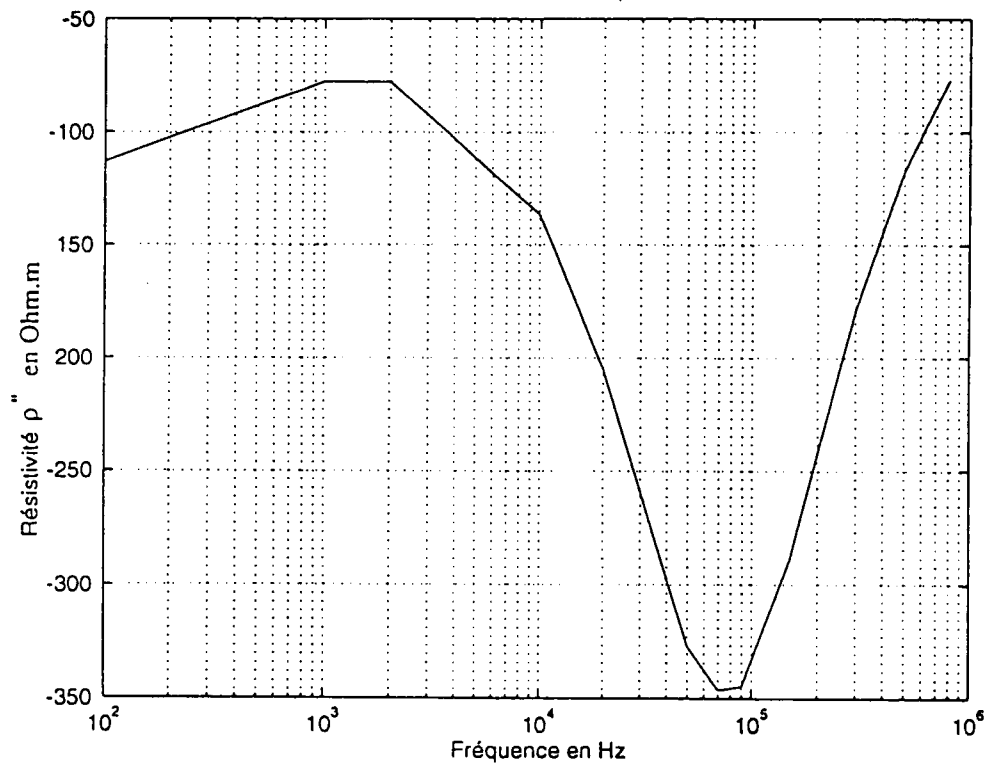
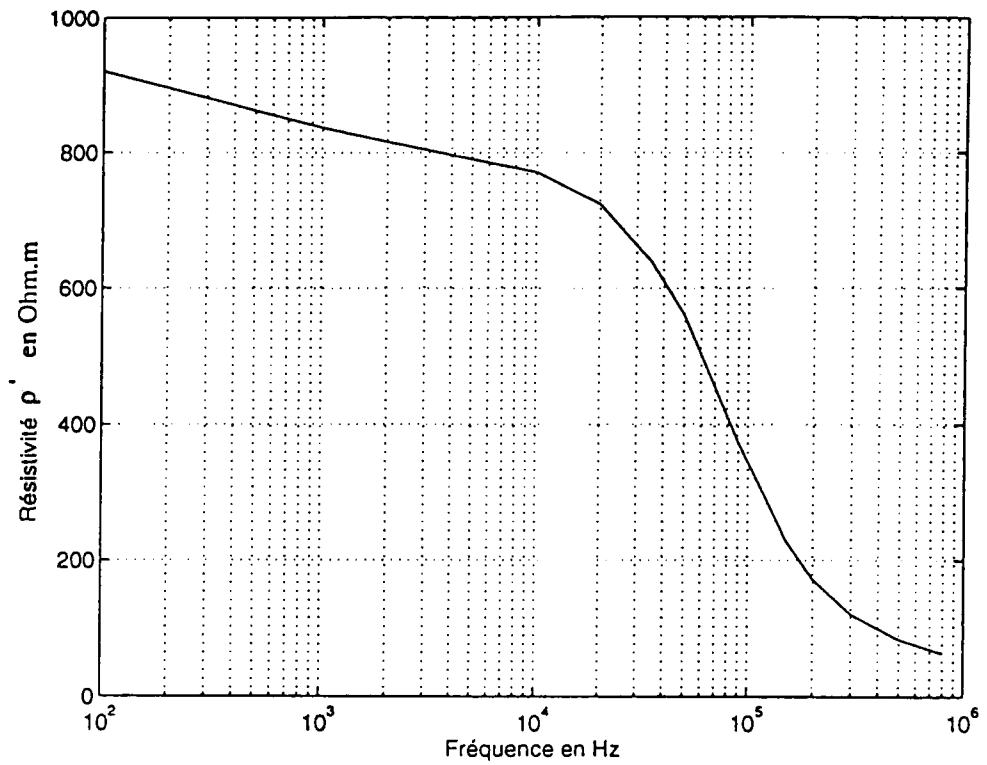


Fig. 8 et 9 Enregistrement des parties réelle (haut) et imaginaire (bas) de la résistivité en fonction de la fréquence, relatif au schiste d'Aveyron

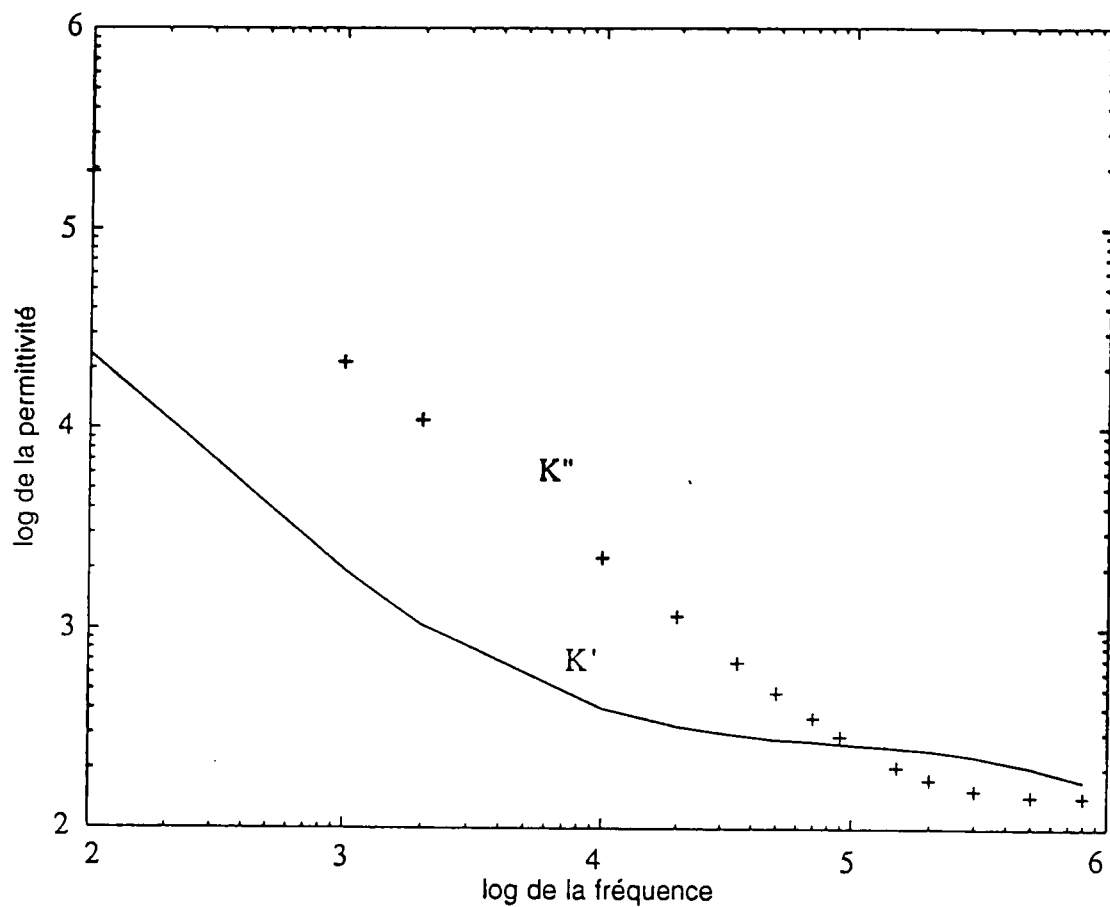


Fig. 10 Permittivité diélectrique relative (parties réelle K' et imaginaire K'') en fonction de la fréquence: échantillon de schiste de l'Aveyron

En utilisant les procédés de calcul vus précédemment (paragraphe 3.2.), les résultats de mesures effectuées sur diagramme d'Argand et sur spectre de permittivité en log-log sont:

- sur diagramme d'Argand: $\alpha = 6,5^\circ$
- sur spectre de permittivité: $q = 0,085$
d'où $\alpha_r = q \pi / 2 = 0,1335 \text{ rad}$
soit $\alpha_d = 7,65^\circ$

Les dimensions fractales calculées selon les trois modèles de Le Méhauté et Crépy (d_{LMC}), Po Zen Wong (d_{PZW}) et Ruffet et al. (d_{RGD}) ont pour valeurs:

$$\begin{aligned} d_{LMC} &= 2,093 \\ d_{PZW} &= 2,830 \\ d_{RGD} &= 2,186 \end{aligned}$$

Les courbes et les résultats de mesures obtenus appellent quelques commentaires. En effet les données électriques complexes sont présentées sous forme de diagramme d'Argand dans lequel la partie imaginaire de la résistivité complexe ρ^* est tracée en fonction de la partie réelle de ρ^* ; notons que la valeur négative de la partie imaginaire traduit un comportement capacitif de la roche. Ce diagramme montre l'évolution dispersive dans le comportement de l'échantillon de roche qui est, du reste, décrit par le modèle de Cole et Cole.

Il est un fait qu'on peut utiliser le diagramme d'Argand pour évaluer le paramètre q de Cole et Cole en mesurant l'angle α sous-tendu par le segment de droite joignant le centre du cercle de dispersion à l'axe des réels, comme indiqué sur la figure 7 et en se servant de la relation $q = 2\alpha/\pi$. Cependant, cette méthode peut mener à des erreurs non négligeables du fait de la difficulté à ajuster précisément une courbe semi-circulaire aux données expérimentales et également à déterminer avec précision le centre de la

courbe ajustée. En outre le diagramme d'Argand ne convient pas bien pour décrire le comportement fréquentiel loin de la fréquence caractéristique f_c , puisqu'il a le défaut d'étaler le spectre au voisinage de f_c aux dépens de ce qui se passe aux fréquences extrêmes. L'enregistrement des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe K^* en fonction de la fréquence rend mieux compte du phénomène observé et constitue un meilleur moyen pour décrire le comportement sur une large gamme de fréquences. Or, c'est précisément à l'aide de cette représentation $K^* = K^*(f)$ qu'il est possible d'obtenir, d'une façon moins ambiguë, la valeur du paramètre q . En effet, la partie réelle de la permittivité relative K' varie comme ω^{-q} et la partie imaginaire K'' approximativement comme ω^{-1} dans la gamme de fréquences 1 kHz à 1 MHz. Cette propriété va donc nous permettre de déterminer la valeur de q en évaluant la pente de la courbe $K' = K'(f)$ tracée en format log-log (Cf. Spectre de permittivité, figure 10). Pratiquement l'évaluation de la pente se fait à partir de la portion de courbe qui s'étend sur une ou deux décades dans la zone de fréquences intermédiaires sur le tracé $\log(K') = f [\log(\text{Fréq})]$ (figure 11).

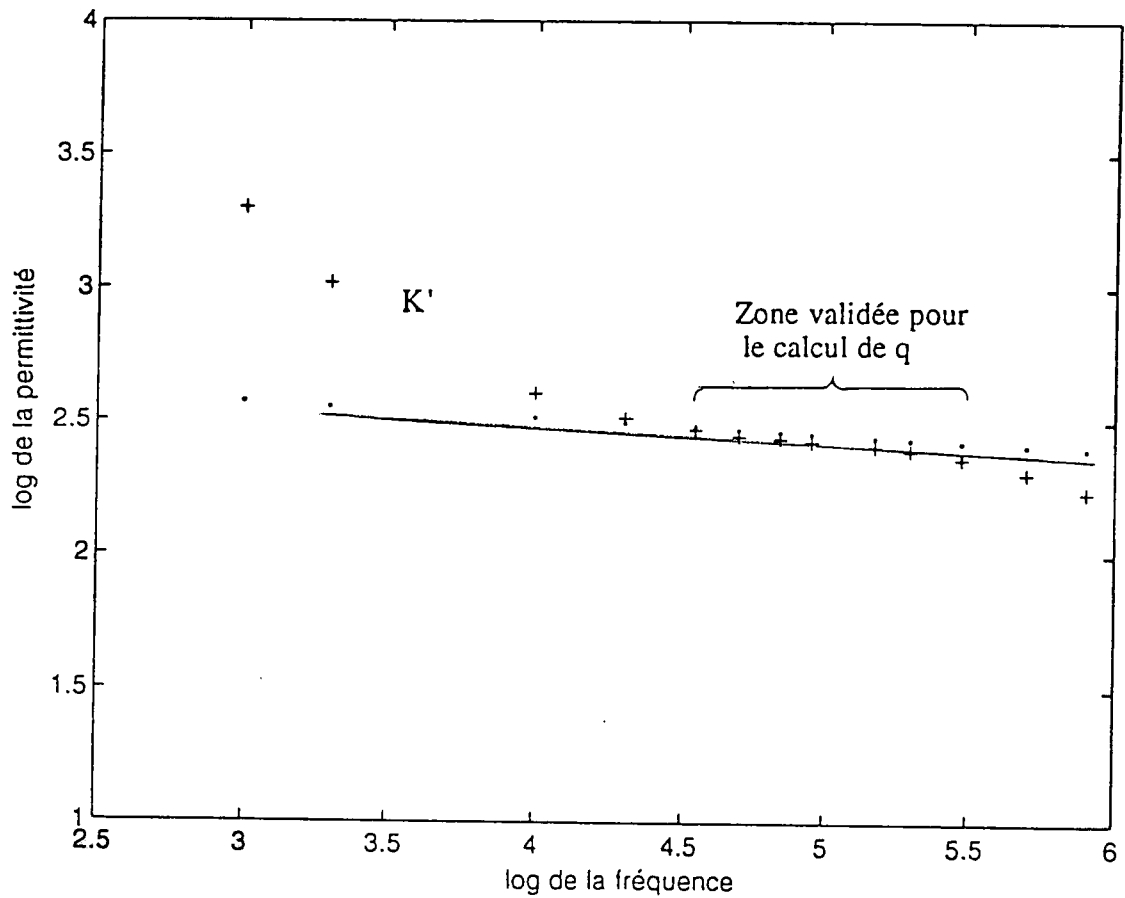


Fig. 11 Vérification de la pente de K' en ω^{-q} ; le segment (tracé en points) de pente q est parallèle à la droite en trait plein passant par la courbe K' (tracée en croix) : la portion de courbe K' est donc de pente q dans la décade 4,5 à 5,5

Remarques.

a) Précisons encore qu'il est plus facile de calculer le paramètre q à partir de la pente de la permittivité relative (aux hautes fréquences) qu'à partir du diagramme d'Argand.

b) Il est à noter que toute variation de q avec la fréquence due à la présence de dispersion haute fréquence peut aisément se déceler par un changement dans la pente de la courbe.

c) Nous avons exposé, à titre de comparaison, les deux méthodes pour déterminer la valeur du paramètre q . Toutefois la deuxième méthode (permittivité) étant plus précise, est la seule retenue et ce sont les résultats de mesures issus de cette méthode qui sont pris en considération et rassemblés dans le tableau II.

6.2. Exemple 2.

Une série de mesures ont été effectuées pour le deuxième exemple relatif à un échantillon de grès; les résultats de ces mesures sont présentés sur les figures 12 (diagramme d'Argand) 13, 14 [ρ et $\rho' = f(\text{Fréquence})$] et 15 (spectres de K' et K'').

Les données ont été relevées dans les conditions expérimentales suivantes:

Échantillon de grès beige (provenance: Aveyron Sud)

Diamètre: 25 mm; longueur: 20,2 mm

Solution: < 0,1 ‰ de NaCl

Fréquences: 0,5 kHz à 800 kHz

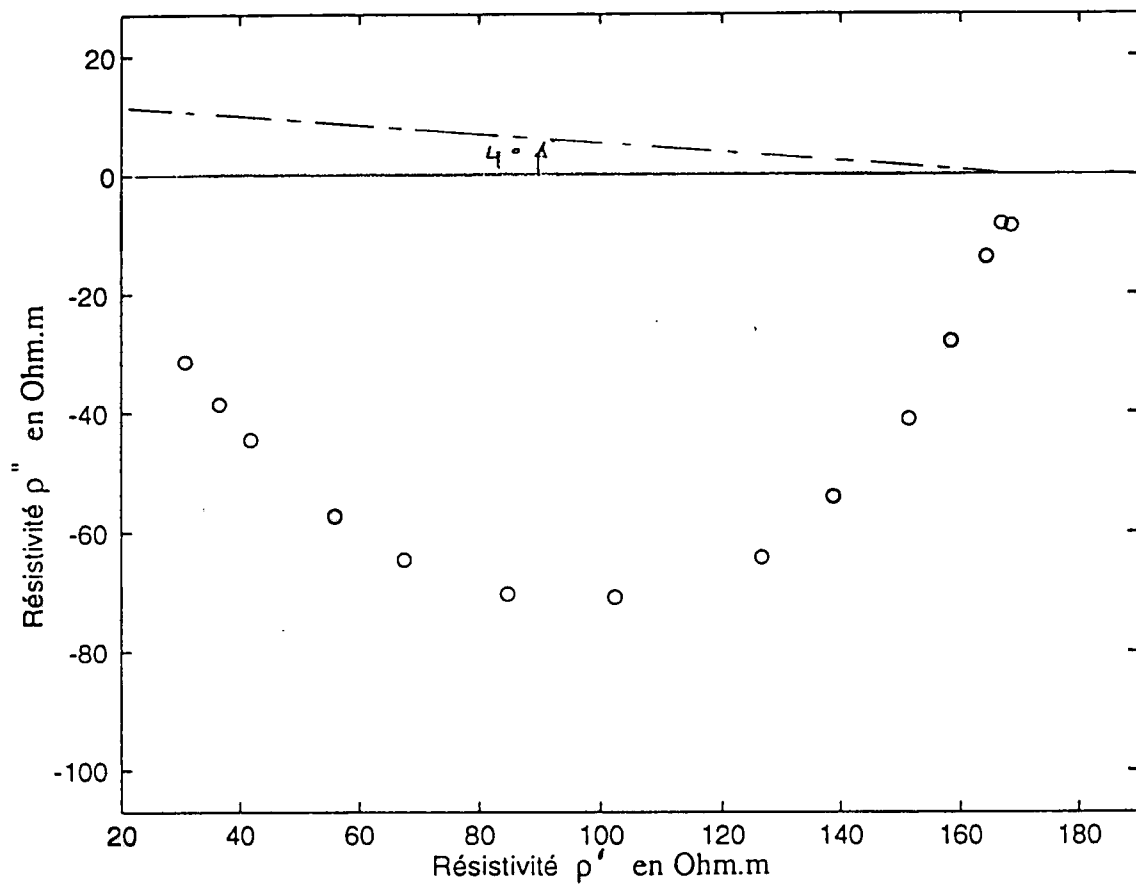


Fig. 12 Diagramme d'Argand en résistivité, relatif au grès beige d'Aveyron

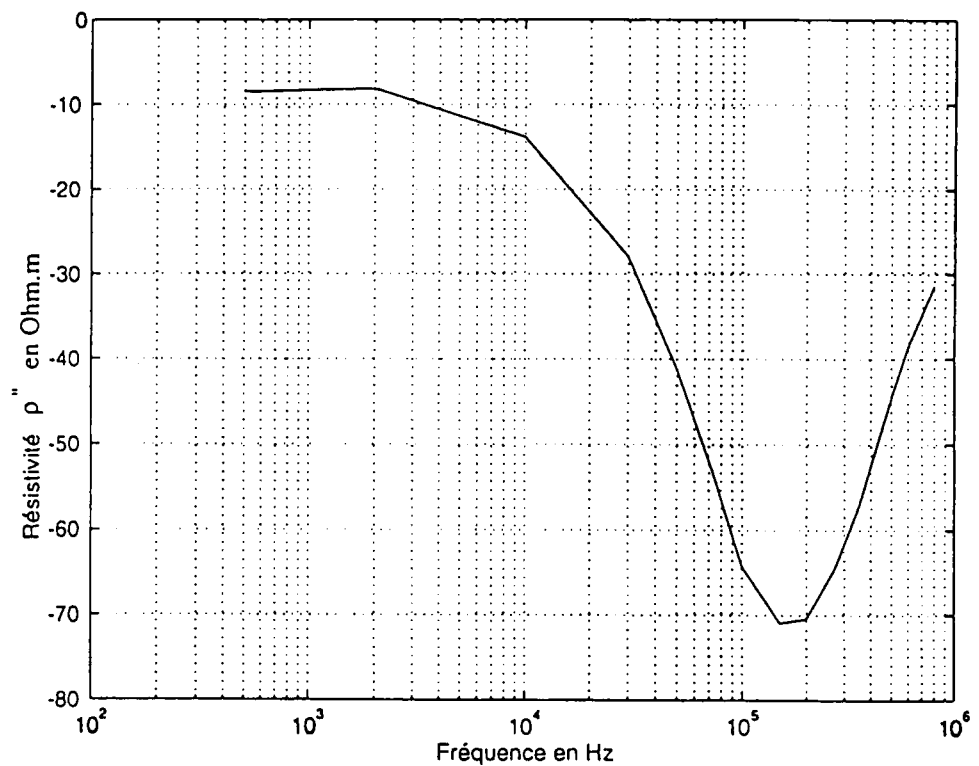
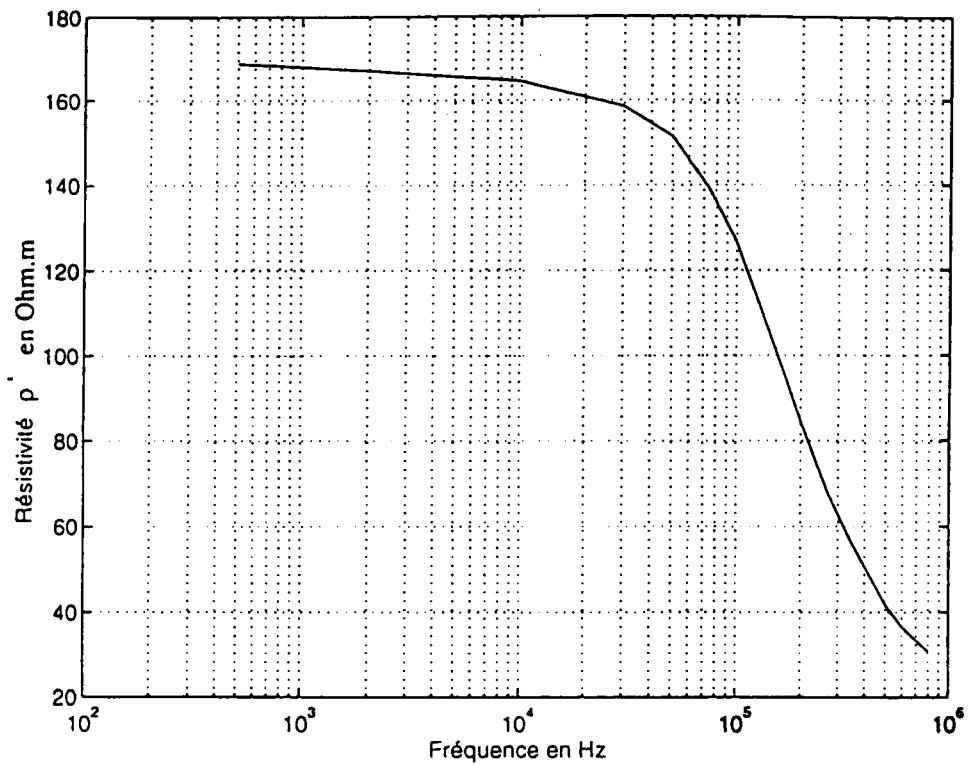


Fig. 13 et 14 Partie réelle (fig.13 supérieure) et partie imaginaire (fig.14 inférieure) de la résistivité en fonction de la fréquence, concernant le grès beige d'Aveyron

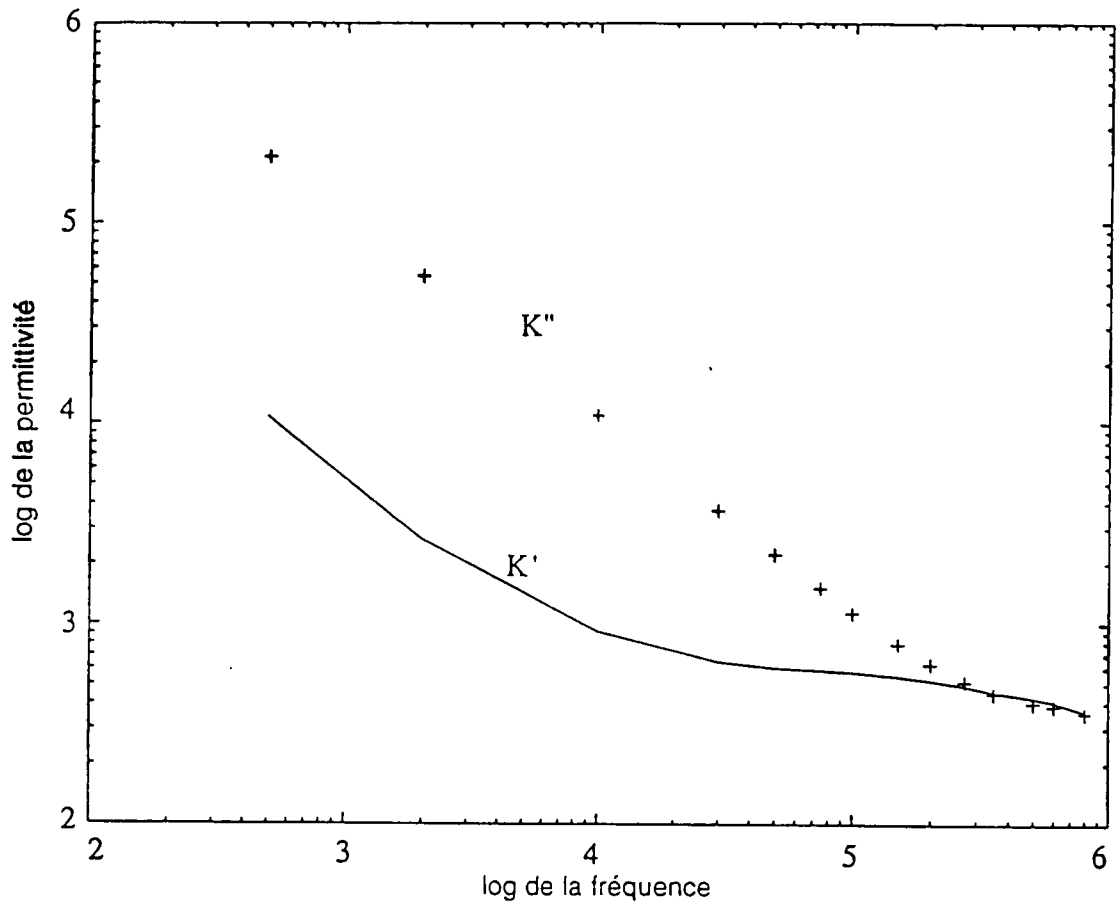


Fig. 15 Spectre de permittivité (parties réelle K' et imaginaire K'') en fonction de la fréquence : échantillon de grès beige de l'Aveyron

Les résultats de mesures effectuées sur diagramme d'Argand et sur spectre de permittivité sont:

- sur diagramme d'Argand: $\alpha = 4^\circ$
- sur spectre de permittivité: $q = 0,06$
d'où $\alpha_r = 0,0942 \text{ rad}$
soit $\alpha_d = 5,4^\circ$

Les dimensions fractales calculées selon les trois modèles prennent les valeurs ci-dessous:

$$\begin{aligned} d_{LMC} &= 2,064 \\ d_{PZW} &= 2,880 \\ d_{RGD} &= 2,127 \end{aligned}$$

En suivant l'évolution dans le comportement du tracé d'Argand, la dispersion généralement observée se présente sous deux formes différentes selon la fréquence d'utilisation: dans le champ des fréquences inférieures ($f < 2 \text{ kHz}$ environ) la dispersion est due à un phénomène d'électrodes et elle est influencée par les effets de polarisation électrode-échantillon; alors que la zone des fréquences supérieures ($f > 3$ ou 4 kHz et jusqu'à 1 MHz approximativement) est significative du comportement de la roche testée, c'est-à-dire que l'arc en demi-cercle peut être attribué à l'échantillon lui-même. C'est pourquoi nous avons, par principe, exploré le champ des fréquences allant de 1 kHz à 800 kHz .

6.3. Exemple 3.

Le troisième exemple proposé correspond à un échantillon de grès d'origine et d'aspect (couleur) différents de ceux de l'échantillon précédent puisqu'il s'agit d'un grès rouge des Vosges provenant du même bloc que celui traité en 3.1.2 (p.32) de la 1ère partie. Les mesures électriques relatives à cette roche sont illustrées sur les figures 16 (diagramme d'Argand), 17, 18 [ρ et $\rho' = f(\text{Fréquence})$] et 19 (spectres de K' et K'').

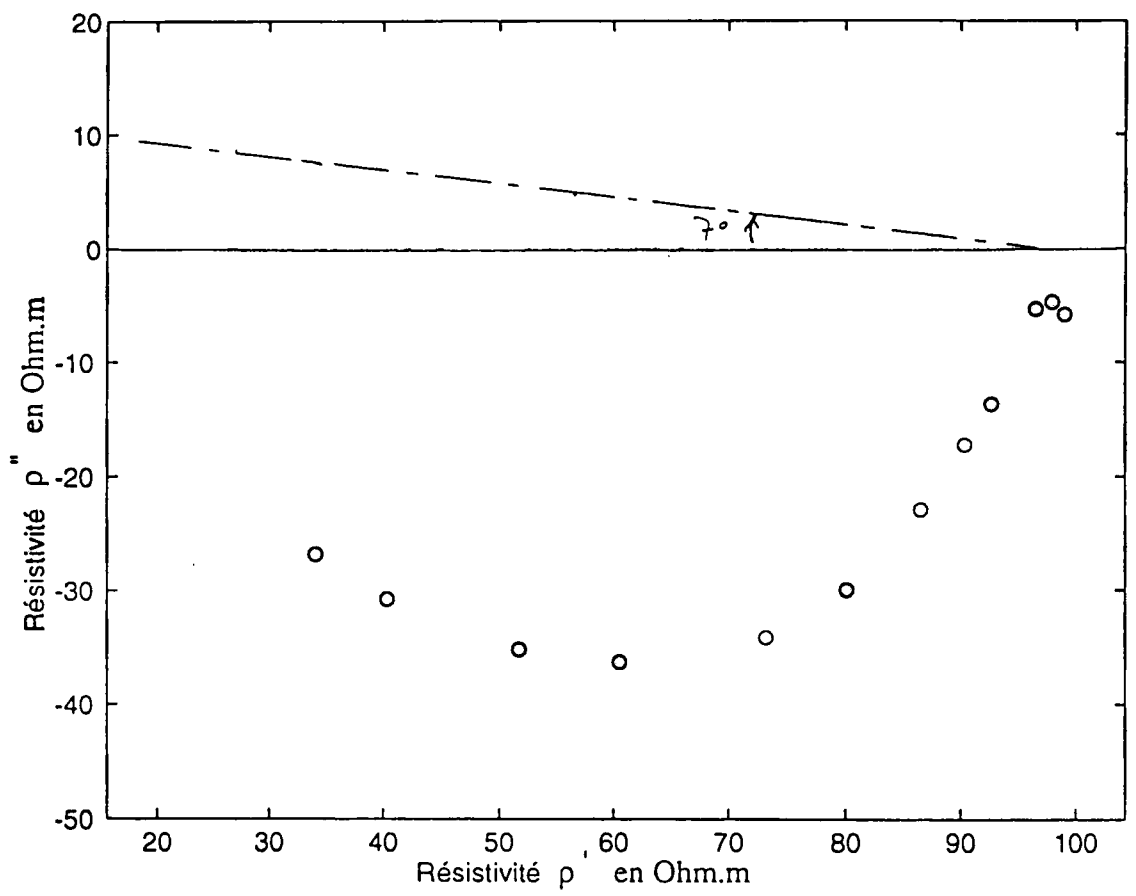


Fig. 16 Diagramme d'Argand en résistivité, relatif au grès rouge des Vosges

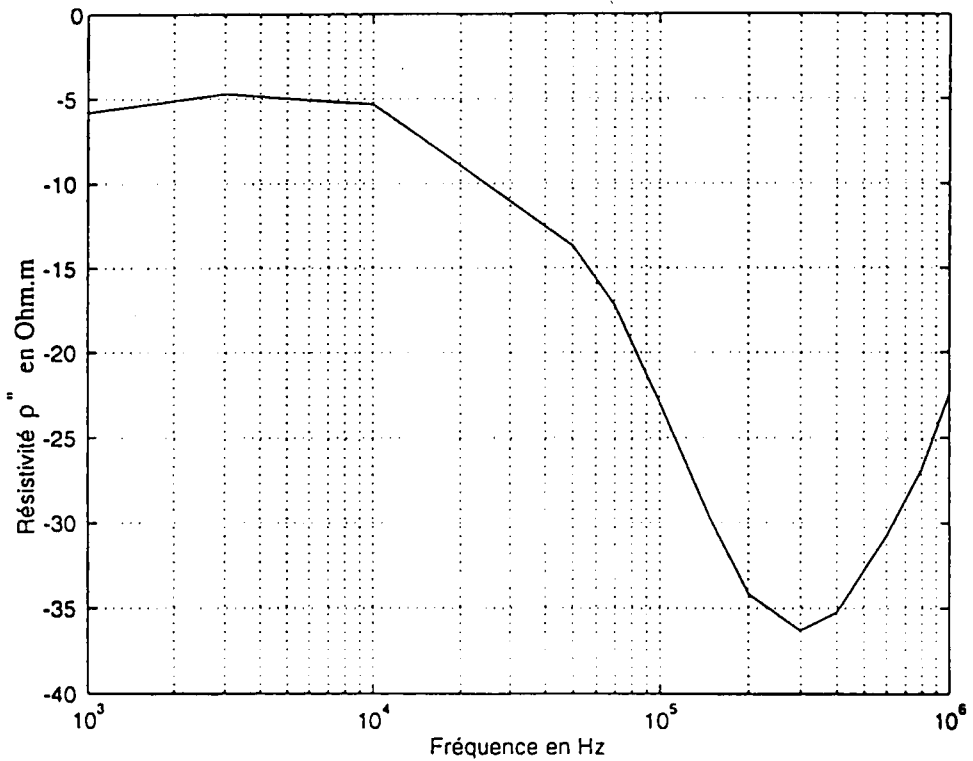
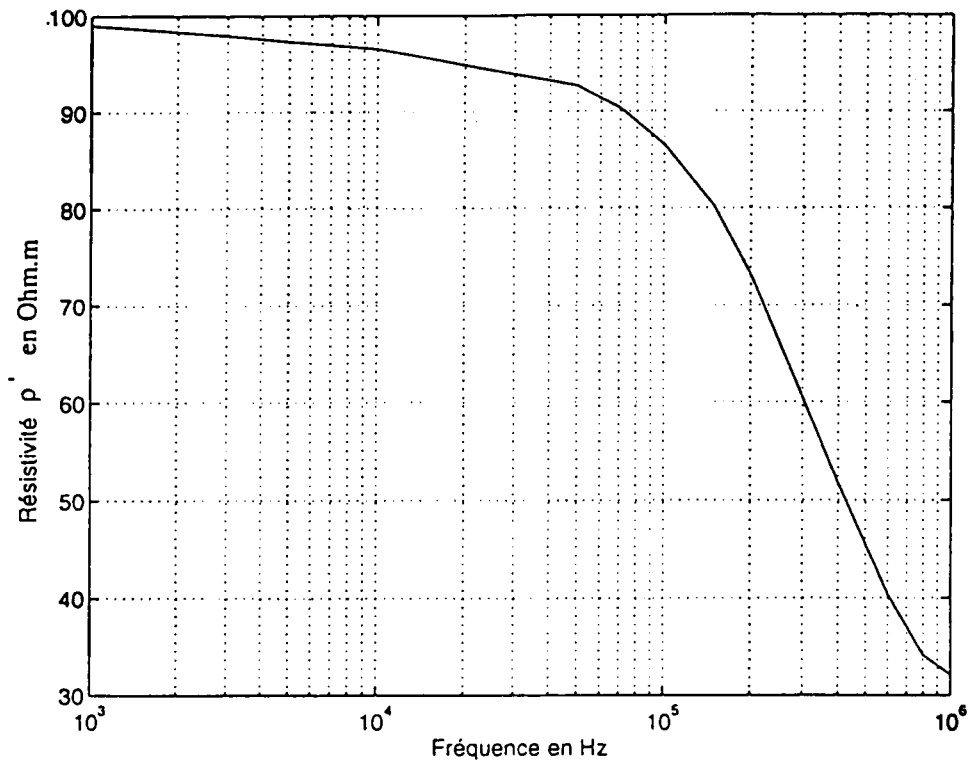


Fig. 17 et 18 Partie réelle (fig.17 supérieure) et partie imaginaire (fig.18 inférieure) de la résistivité en fonction de la fréquence, concernant le grès rouge des Vosges

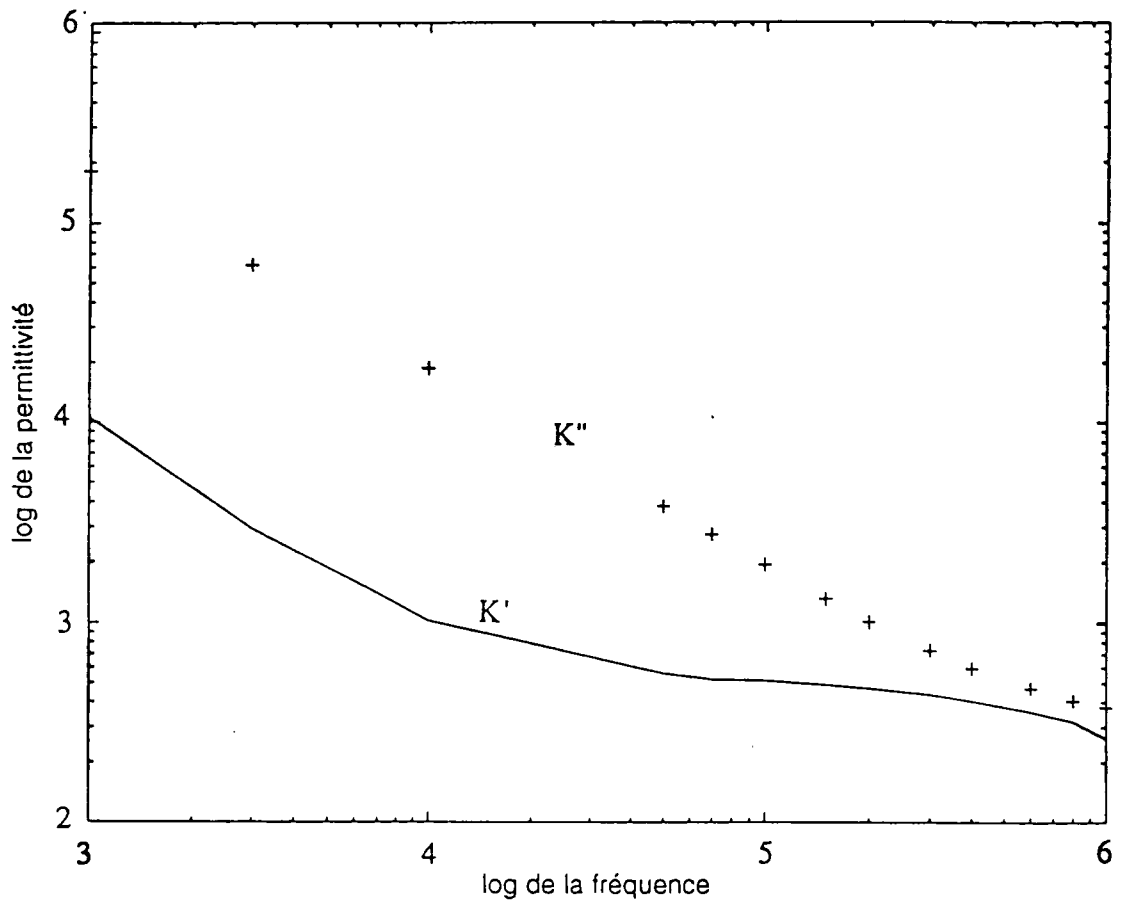


Fig. 19 Spectre de permittivité (parties réelle K' et imaginaire K'') en fonction de la fréquence : échantillon de grès rouge des Vosges

Les conditions expérimentales d'obtention des données sont consignées ci-dessous:

Échantillon de grès rouge (provenance: Vosges)
 Diamètre: 25 mm; longueur: 19,1 mm
 Solution: 0,1 % de NaCl (0,0017 M NaCl)
 Fréquences: 1 kHz à 800 kHz

Les résultats de mesures effectuées sur diagramme d'Argand et sur spectre de permittivité donnent:

- sur diagramme d'Argand: $\alpha = 7^\circ$
- sur spectre de permittivité: $q = 0,095$
 d'où $\alpha_r = 0,1492 \text{ rad}$
 soit $\alpha_d = 8,55^\circ$

Les dimensions fractales calculées selon les trois modèles ont les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} d_{LMC} &= 2,105 \\ d_{PZW} &= 2,810 \\ d_{RGD} &= 2,209 \end{aligned}$$

D'une façon générale, et les remarques qui suivent valent notamment pour les trois exemples considérés: i) le diamètre du demi-cercle (tracé d'Argand) est proportionnel à la résistivité de la roche et dépend donc essentiellement de la conductivité de la solution (électrolyte), du facteur géométrique de l'échantillon f_g ainsi que de sa conductivité de surface ii) l'angle α de décentrage est lié au paramètre q de Cole et Cole et permet, dans le cas de roches présentant un caractère fractal, d'évaluer les dimensions fractales à l'aide des relations (13), (14) et (15) mentionnées au paragraphe 4.

Les dimensions fractales que nous avons calculées montrent (tableau II) que c'est le modèle de Po Zen Wong qui fournit la dimension fractale la plus élevée par rapport aux deux autres. Ce résultat

rejoint celui des travaux de Glover et al.[16] d'une part et de Ruffet et al.[5] d'autre part. D'ailleurs, ces auteurs (Ruffet, Gueguen et Darot) concluent que, bien que le modèle de Po Zen Wong soit davantage basé sur la physique des transports que ne l'est celui de Le Méhauté et Crépy, c'est ce dernier qui semble ajuster au mieux les données expérimentales.

Tableau II

Valeurs de q mesurées et dimensions fractales apparentes

| Roches | Solutions | a | q | d_{LMC} | d_{PZW} | d_{RGD} |
|----------------------|-----------------|-------|-------|-----------|-----------|-----------|
| Schiste | 1 ‰ NaCl | 7,65° | 0,085 | 2,093 | 2,830 | 2,186 |
| Grès bei. Aveyron | < 0,1 ‰ NaCl | 5,4° | 0,06 | 2,064 | 2,880 | 2,127 |
| Grès rou. Vosges | 0,1 ‰ NaCl | 8,55° | 0,095 | 2,105 | 2,810 | 2,209 |

Les indices des dimensions fractales correspondent aux modèles utilisés: LMC = Le Méhauté et Crépy; PZW = Po Zen Wong; RGD = Ruffet, Guéguen et Darot

7. CONCLUSION

Les mesures de résistivité complexe effectuées sur des échantillons de roches saturées nous amènent à constater que le comportement dispersif des trois échantillons est décrit par le modèle de Cole et Cole et, dans chaque cas, la valeur du paramètre q est déterminé par la mesure de la pente du spectre de permittivité exprimé sous forme logarithmique; compte tenu de ce que la partie réelle de la permittivité (K') varie comme ω^{-q} , cette méthode mène à une meilleure évaluation du paramètre de Cole et Cole.

À partir des mesures électriques, la détermination de la dimension fractale par les modèles cités au paragraphe 4 permet de caractériser l'aire de la surface interne puisque, comme nous l'avons considéré dans ce travail, la nature fractale reflète un aspect du degré de rugosité de la surface interne de la roche.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Ruffet C., La conductivité électrique complexe dans quelques roches crustales. Thèse, Université Louis Pasteur (Strasbourg 1). E.O.P.G.S. Laboratoire de Physique des Matériaux (1993).
- [2] Knight R. et Nur A., The dielectric constant of sandstones, *Geophysics* (1987) 52 644-654.
- [3] Le Méhauté A. et Crépy G., Introduction to transfer and transport in fractal media, *Solid State Ionics* (1983) 9 et 10, 17-30.
- [4] Wong P.Z., Fractal surfaces in porous media, in *Physics and Chemistry of Porous Media Vol.2* edited by J.R. Banavar, J. Koplick and K.W. Winkler, AIP, Conf. Proc. 154, Am.Inst.Phys.(1987) 304-318.
- [5] Ruffet C., Gueguen Y. et Darot M., Complex conductivity measurements and fractal nature of porosity, *Geophysics* (1991) 56 758-768.
- [6] Debye P., *Physik. Z.*, **13**, 97 (1912).
- [7] Debye P., *Polar molecules*, (1929), Ch.5, p.77-108, Dover, New York.
- [8] Cole K.S. et Cole R.H., Dispersion and absorption in dielectrics, *Journal of Chemical Physics* (1941) vol.9 341-351.
- [9] Davidson D.W. et Cole R.H., Dielectric relaxation in glycerol, propylene glycol, and n-propanol, *Journal of Chemical Physics* (1951) vol.19, 1484-1490.
- [10] Hill R.M. et Jonscher A.K., The dielectric behaviour of condensed matter and its many-body interpretation, *Contemp.Phys.* (1983) Vol.24 N°1 75-110.

[11] Katz A.J. et Thompson A.H., Fractal sandstones pores: implications for conductivity and pore formation; Phys.Rev.Lett. (1984) 54 1325-1328.

[12] Krohn C.E., Sandstones fractal and euclidean pore volume distribution, J.Geophys.Res. (1988) 93 3286-3296.

Krohn C.E., Fractal measurements of sandstones, shales and carbonates, J.Geophys.Res. (1988) 93 3297-3305.

[13] Wong T.F., Fredrich J.T. et Gwanmesia G.D., Crack aperture statistics and pore space fractal geometry of Westerly granite and Rutland quartzite: implication for an elastic contact model of rock compressibility, J.Geophys.Res. (1989) 94, B8, 10267-10278.

[14] Avnir D., Farin D, et Pfeifer P., Molecular fractal surfaces, Nature (1984) Vol.308 261-263.

[15] Mandelbrot B., The fractal geometry of nature (1982) Freeman, San Francisco.

[16] Glover P.W.J., Meredith P.G., Sammonds P.R. et Murrell S.A.F., Ionic surface electrical conductivity in sandstone, J.Geophys.Res. (1994) vol.99 N° B11, 21635-21650.

[17] Boyer M., Thèse (1964). Paris.

Boyer M. et Viet L., 13è réunion du CITCE (1962) Rome.

[18] Lockner D.A. et Byerlee J.D., Complex resistivity measurements of confined rock, J.Geophys.Res. (1985) vol.90 N° B9, 7837-7847.

[19] Olhoeft G.R., Electrical properties, Initial Reports on the Petrophysics Laboratory, U.S. Geol. Surv. Circ. (1979 a) 789 1-25.

Olhoeft G.R., Electrical properties of rocks, in Physical Properties of Rocks and Minerals (1980) edited by Y.S. Touloukian, W.R. Judd and R.F. Roy, McGraw-Hill, New York.

3ème PARTIE

ONDE LENTE MISE EN ÉVIDENCE GRÂCE À UN
MATÉRIAU SYNTHÉTIQUE

ONDE LENTE MISE EN ÉVIDENCE GRÂCE À UN MATÉRIAU SYNTHÉTIQUE

1. INTRODUCTION

En 1956, dans sa théorie sur la propagation des ondes en milieux poreux , Biot [1] avait prévu l'existence d'un deuxième type d'onde de compression, à savoir l'onde de seconde espèce, appelée également onde lente - de célérité inférieure à celle du son dans l'eau - par opposition à l'onde rapide, désignée comme étant l'onde de compression de première espèce ou simplement onde longitudinale.

Cependant l'existence de l'onde lente ne fut confirmée qu'en 1979, lorsque Plona [2] réalisa une expérience par voie ultrasonore, utilisant un matériau fritté (composé de billes de verre), saturé d'eau .

On peut se poser la question de savoir pourquoi cette vérification expérimentale n'avait pu être effectuée plus tôt. Il convient de préciser à ce sujet que cette onde lente existe à l'état diffusif dans nombre de matériaux poreux et roches, elle est donc très atténuée, ce qui la rend difficile à observer.

Toutefois , elle est mise en évidence en mode propagatif dans quelques cas particuliers tels que:

- matériaux artificiels: poreux frittés (verres frittés, métaux frittés constituant des éléments filtrants) [2] , poreux synthétiques [3]

- matériaux naturels: certaines roches de grès [4]

- fluides saturants à viscosité quasiment nulle, tels que l'hélium liquide [5].

Dans cette étude , nous proposons la création d'un matériau poreux composé , facile à mettre en oeuvre et apte à révéler la présence de l'onde lente.

Ce matériau composé a été élaboré à partir de deux constituants, à savoir: sable et liant . Le sable présente une distribution de tailles des grains comprises entre 100 μm et 300 μm ; le liant (Polyfilla) , de masse volumique 1334 kg/m^3 , provient du gypse (sulfate de calcium) puisqu'il s'agit d'une qualité de plâtre ayant une certaine tenue à l'eau et enrichi de cellulose. Le mélange, réalisé en proportion variable, est associé à de l'eau pour constituer une pâte qui est moulée , puis mise en étuve à une température inférieure à 100°C afin d'éviter toute fissuration. Avant toute expérimentation, les échantillons ainsi obtenus sont immergés dans de l'eau et soumis à un dégazage systématique dans une enceinte à vide de façon à saturer totalement d'eau les pores de la matrice.

2. Origine de l'onde lente: modèle de Biot.

Avant de présenter la partie expérimentale et les résultats qui en sont issus, rappelons le modèle de Biot afin de resituer l'origine de l'onde lente comme solution de l'équation de dispersion .

Succintement les équations du mouvement [8] sont:

$$\Delta (H e - C \zeta) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho e - \rho_f \zeta)$$

$$\Delta (C e - M \zeta) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_f e - m \zeta) - \frac{\eta}{K_p} F(\kappa) \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (1)$$

avec:

e dilatation volumique de la matrice du matériau,

ζ augmentation locale de teneur en fluide,

η viscosité

K_p perméabilité

ρ_f masse volumique du fluide,

ρ_r masse volumique du solide constituant la matrice,

ρ masse volumique totale du milieu saturé, donnée

par la relation :

$$\rho = \rho_r(1 - \phi) + \rho_f \phi.$$

K_r , K_f et K_b étant respectivement les modules d'incompressibilité de grain, du fluide et de la matrice et μ le module de cisaillement, nous avons successivement :

$$\begin{aligned} H &= \frac{(K_r - K_b)^2}{D - K_b} + K_b + \frac{4}{3} \mu \\ C &= \frac{K_r (K_r - K_b)}{D - K_b} \\ M &= \frac{K_r^2}{D - K_b} \\ D &= K_r \left[1 + \phi \left(\frac{K_r}{K_f} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

où ϕ représente la porosité .

Le couplage inertiel est donné par :

$$m = a \frac{\rho_f}{\phi} \quad (3)$$

expression dans laquelle a est le paramètre de tortuosité .

De plus , en haute fréquence l'écoulement du fluide à travers les pores n'obéissant plus à la loi de Poiseuille, Biot a proposé d'introduire un facteur de correction dépendant de la fréquence :

$$F(\kappa) = \frac{1}{4} \frac{\kappa T(\kappa)}{1 + \frac{2i}{\kappa} T(\kappa)} \quad (4)$$

où

$$T(\kappa) = \frac{\text{ber}'(\kappa) + i \text{bei}'(\kappa)}{\text{ber}(\kappa) + i \text{bei}(\kappa)}$$

$$\text{ber}'(\kappa) = \frac{d}{d\kappa} \text{ber}(\kappa)$$

$$\text{bei}'(\kappa) = \frac{d}{d\kappa} \text{bei}(\kappa)$$

Les fonctions ber et bei sont les parties réelle et imaginaire de la fonction de Kelvin, d'argument:

$$\kappa = h \left(\frac{\omega \rho_f}{\eta} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Dans cette expression, h représente le paramètre de taille de pore.

En considérant pour e , dilatation volumique de la matrice du matériau et ζ , augmentation locale de teneur en fluide, des solutions de la forme:

$$\begin{aligned} e &= A_1 \exp[i(\omega t - kx)] \\ \zeta &= A_2 \exp[i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (6)$$

où $k = k_R + ik_I$, il en résulte dans le domaine fréquentiel des solutions données par le déterminant:

$$\begin{vmatrix} H k_\ell^2 - \rho \omega^2 & \rho_f \omega^2 - C k_\ell^2 \\ C k_\ell^2 - \rho_f \omega^2 & m \omega^2 - M k_\ell^2 - i \frac{\omega \eta F}{K_p} \end{vmatrix} = 0 \quad (7)$$

où k_ℓ représente le nombre d'onde longitudinal.

Le développement du déterminant (7) donne une équation bicarrée en k_ℓ dont la résolution conduit à deux solutions ayant un sens physique, donc à deux vitesses de propagation, déterminées l'une par $V_{p1} = \omega/k_{\ell R}^+$ pour l'onde de première espèce (ou onde de compression rapide) et l'autre par $V_{p2} = \omega/k_{\ell R}^-$ pour l'onde de deuxième espèce (ou onde de compression lente) correspondant respectivement aux signes + et - du discriminant. Dans l'onde de première espèce, les déplacements absolus du fluide et du solide tendent à rester en phase, tandis que dans l'onde de seconde espèce ils tendent à être de phases opposées.

L'existence de cette onde lente, en tant que deuxième racine de l'équation de dispersion , avait donc été prévue par la théorie de Biot , mais la vérification expérimentale de cette onde, difficile à observer, fut acquise plus de deux décennies après.

À présent il convient de préciser que nous ne ferons pas intervenir le modèle de Biot dans la suite de l'article, car nous avons déjà mis en oeuvre ce modèle lors d'une étude relative à des roches calcaires [6]; tel n'est donc pas notre propos ici. Notre intention est en fait de mettre l'accent sur la présentation du matériau composé, en tant que moyen d'accès sûr à l'observation de l'onde lente d'une part et de développer la méthode d'observation , les moyens mis en jeu , la description de l'expérience et les résultats figurant sous forme de graphiques et de tableaux d'autre part.

Nous discuterons également, dans les paragraphes suivants, des angles critiques associés aux vitesses mesurées et par ailleurs du choix de la fréquence utilisée lors des expériences.

3. Procédure expérimentale .

La technique ultrasonore permettant de tester les échantillons en immersion dans une cuve est classiquement celle utilisée par Plona; elle s'appuie essentiellement sur les principes de transmission, de conversion de mode et de réfraction aux interfaces liquide-solide. Par contre la technique d'observation et de mise en évidence de l'onde lente est empruntée à Kelder et Smeulders [4]. Elle consiste à superposer sur un même graphique les traces temporelles des signaux correspondant aux trois types d'ondes rencontrées dans le matériau pour différentes incidences , le graphique constituant ainsi un "microsismogramme" . Les transducteurs utilisés pour engendrer les impulsions ultrasonores sont du type large bande, à fréquence centrale 1 MHz. Durant le traitement, les traces enregistrées sont moyennées huit fois afin d'améliorer le rapport signal/bruit.

La figure 1 illustre, à titre d'exemple, les résultats obtenus sur un grès artificiel de meule. Les différentes ondes sont clairement identifiées sur ce graphe $\theta = f(t)$ tracé avec un incrément $\Delta\theta = 1^\circ$. La première arrivée correspond à l'onde de compression rapide P_1 qui disparaît après le premier angle critique. La deuxième arrivée correspond à l'onde de cisaillement S qui disparaît après le deuxième angle critique (le calcul de ces angles sera exposé dans le paragraphe suivant). La troisième onde, à peine visible, est l'onde de deuxième espèce P_2 ou onde lente, située environ dans l'intervalle des temps 255-265 μs . Les ondes notées RP_1 sont des réflexions multiples de l'onde de compression P_1 . Une caractéristique très intéressante de cette technique est de différencier les ondes P_1 et S de l'onde lente P_2 : on voit notamment que P_1 et S s'infléchissent vers la gauche lorsque l'angle θ croît, alors que P_2 s'infléchit vers la droite. En effet, aux angles d'incidence croissants le parcours à travers l'échantillon augmente; or la célérité de ces ondes dans le matériau est plus élevée que celle dans l'eau, ce qui a pour effet de diminuer les temps d'arrivée. L'effet inverse est observé pour l'onde lente P_2 , qui chemine dans le matériau avec une célérité inférieure à celle du son dans l'eau, produisant un allongement dans les temps d'arrivée.

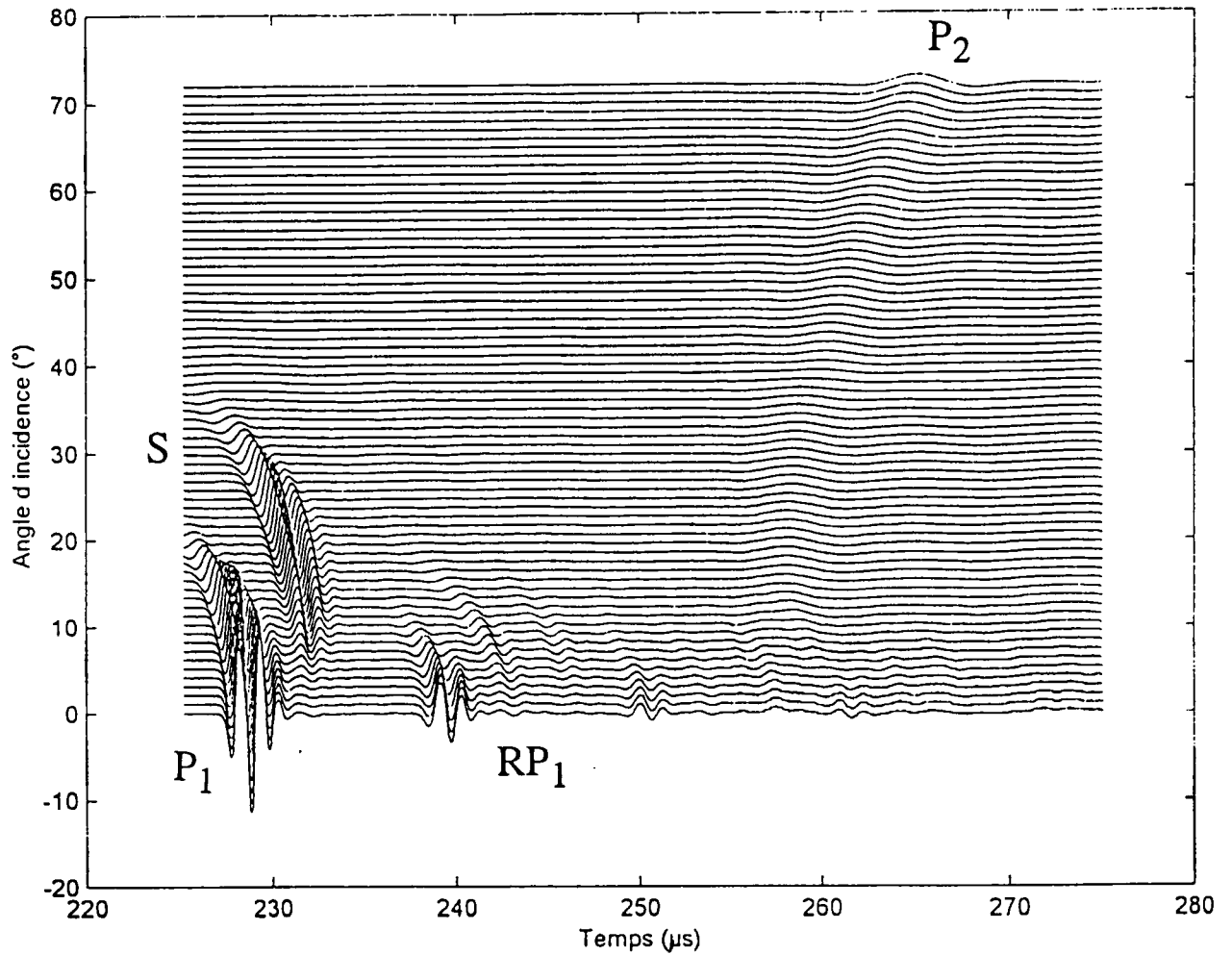


Figure 1 . Microsismogramme des traces enregistrées dans un grès artificiel. P_1 = onde de compression rapide; S = onde de cisaillement; RP_1 = réflexions multiples dues à P_1 ; P_2 = onde lente.

4. Résultats relatifs au matériau composé.

À partir des deux constituants sable et liant considérés précédemment, nous avons réalisé plusieurs types d'échantillons sous forme de disques de 13 cm de diamètre et d'épaisseurs variant de 15 mm à 20 mm. Nous en avons retenu trois exemplaires selon les proportions pondérales de sable et de liant indiquées dans le tableau I ci-dessous :

| | sable | liant |
|------------------|-------|-------|
| 1er échantillon | 0% | 100% |
| 2ème échantillon | 25% | 75% |
| 3ème échantillon | 45% | 55% |

Tableau I. Pourcentages de sable et de liant intervenant dans le matériau composé

Les microsismogrammes relatifs aux trois échantillons sont présentés en figures 2 , 3 et 4 . On y remarque l'absence de l'onde de cisaillement : elle est effectivement indétectable, même dans la zone temporelle que nous avons pris la précaution d'explorer jusqu'à 300 μ s (ce qui correspond dans notre cas à une célérité de 167 m/s) . Le matériau peut être considéré, acoustiquement, comme un corps "mou".

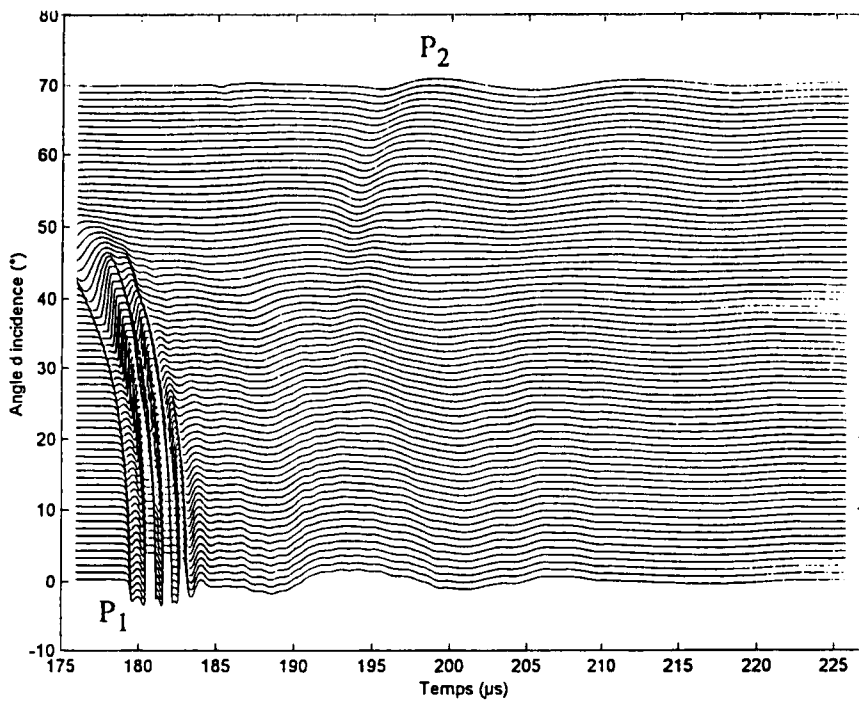


Figure 2 . Microsismogramme de l'échantillon 1 constitué de 100% de liant . P_1 = onde de compression rapide; P_2 = onde lente

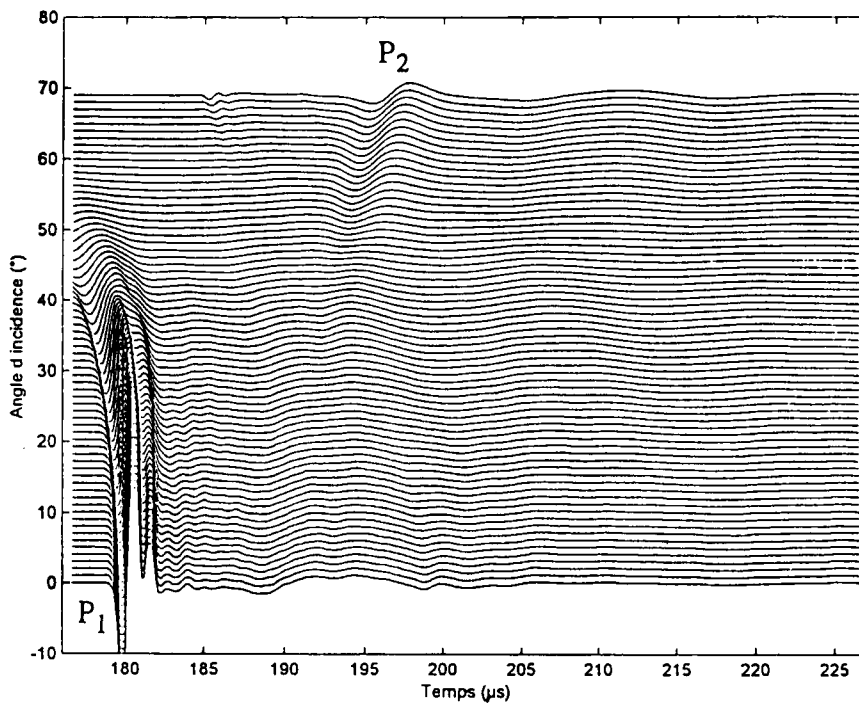


Figure 3 . Microsismogramme de l'échantillon 2 constitué de 25% de sable et 75% de liant . P_1 = onde de compression rapide; P_2 = onde lente

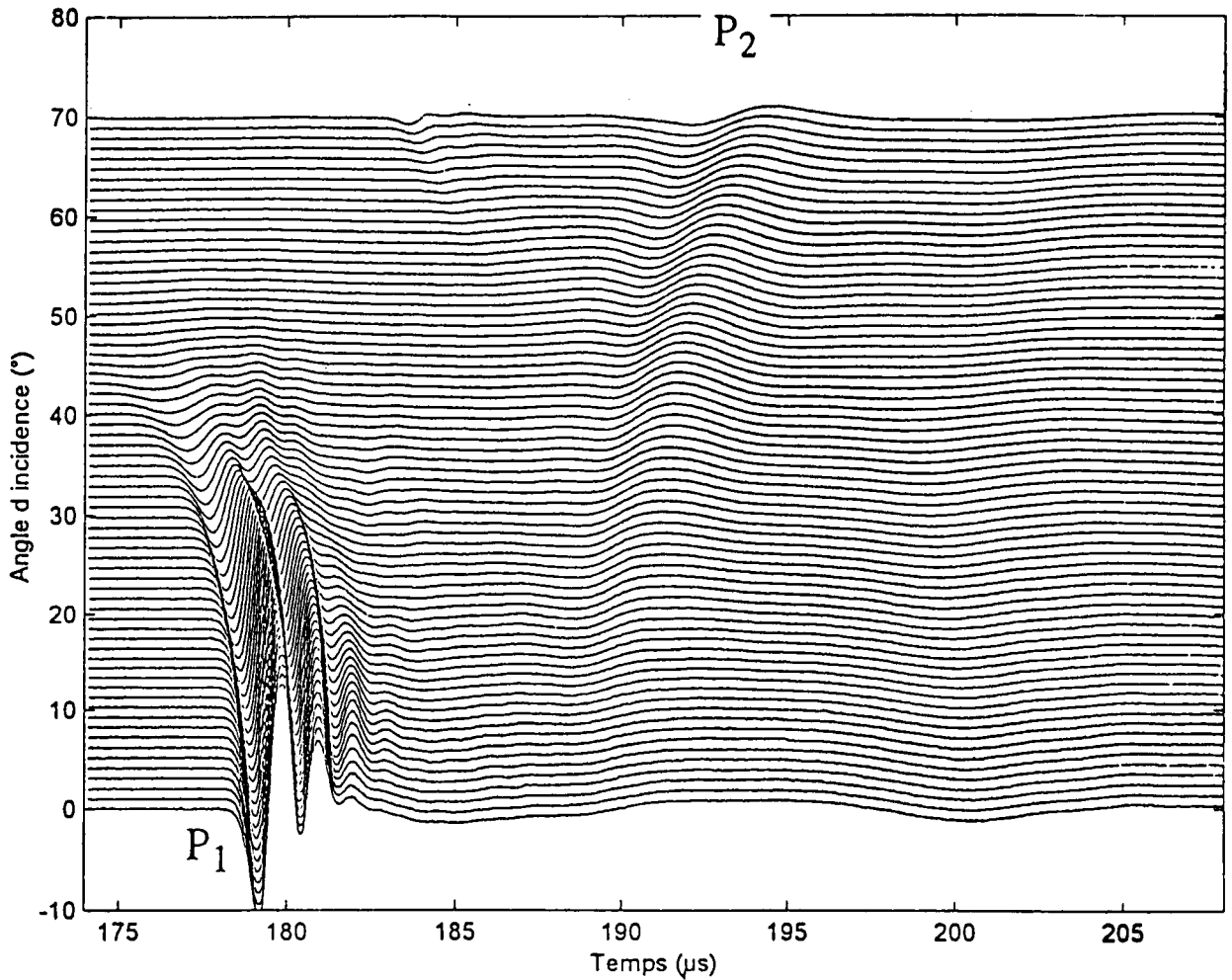


Figure 4 . Microsismogramme de l'échantillon 3 constitué de 45% de sable et 55% de liant . P_1 = onde de compression rapide; P_2 = onde lente

Par ailleurs nous avons fait varier les proportions pondérales de sable de 0% à 65% , de manière à préciser la fourchette des taux de sable pour laquelle l'onde lente apparaît . À la limite supérieure (i.e. 65%) , l'onde lente n'est plus visible; par contre le taux de 55% semble constituer une limite de visibilité , à condition d'amplifier jusqu'à saturation le signal émis; c'est pourquoi nous retenons la fourchette suivante :

$10\% < \text{taux de sable} < 45\%$,

pour laquelle la présence de l'onde lente est incontestable. Les figures 3 (25% de sable) et 4 (45% de sable) montrent bien l'onde lente sans saturation de signal (la saturation ou non du signal émis est visible au niveau de l'onde rapide P_1) .

Quant à l'échantillon 1 (0% de sable) , la figure 2 indique une présence de l'onde lente à condition d'amplifier jusqu'à saturation le signal émis (voir l'onde P_1). On peut en conclure que le liant constitue déjà un matériau favorable à la manifestation de l'onde lente.

Naturellement, le sable (par sa structure granulaire) associé au liant améliore sensiblement l'apparition de l'onde lente.

Les valeurs des paramètres , relatives aux trois échantillons , sont rassemblées dans le tableau II.

Nous pouvons remarquer que la vitesse de phase de l'onde lente augmente avec la charge de sable, cependant que la porosité diminue dans le même temps.

| | Échant.1 | Échant.2 | Échant.3 |
|------------------------------------|----------|----------|----------|
| Porosité | 0,52 | 0,47 | 0,42 |
| Célérité de l'onde rapide (m/s) | 2158,7 | 2178,3 | 2207,7 |
| Célérité de l'onde lente (m/s) | 1067,4 | 1125,3 | 1144,8 |
| Épaisseur d'échan- tillon (mm) | 19,2 | 20,1 | 16,8 |

Table II. Valeurs des paramètres pour les trois échantillons

4.1. Remarques.

a) Fréquence utilisée lors des expériences.

Attendu que l'onde lente est difficile à observer et que, d'une façon générale, l'atténuation d'une onde augmente avec la fréquence, on peut se poser la question du choix de la fréquence à utiliser pour se placer dans les meilleures conditions.

La fréquence de 1 MHz que nous avons choisie peut, à première vue, paraître élevée. Cependant nous rappelons que Plona expérimentait avec des transducteurs de 2,25 MHz pour montrer l'existence de l'onde lente.

En outre, nous savons que l'effet de profondeur de peau (skin depth) joue un rôle important dans l'apparition de l'onde lente; cette profondeur de peau d_s doit être faible pour la favoriser, or d_s s'exprime par la relation :

$$d_s = \sqrt{\frac{2 \eta}{\rho \omega}}$$

Donc d_s est proportionnelle à la racine carrée de la viscosité η et inversement proportionnelle à la racine carrée de la pulsation ω et de la masse volumique ρ . En conclusion l'onde est d'autant plus observable que la viscosité η du fluide est faible et que la fréquence de l'onde est élevée.

b) Angles critiques.

Sur la figure 1, graphique que nous avons enregistré pour un grès artificiel, nous observons la présence de deux angles critiques θ_1 et θ_2 que nous allons déterminer. Préalablement, nous avons mesuré les deux célérités V_{p1} et V_s dans le grès artificiel et nous avons obtenu respectivement 4620 m/s et 3060 m/s; la célérité dans l'eau à 21,5°C était alors 1487 m/s. Ces valeurs numériques nous permettent d'évaluer les deux angles critiques par la relation :

$$\theta = \text{Arc sin } \frac{V_w}{V_x}$$

à savoir :

$$\theta_1 = \text{Arc sin } \frac{1487}{4620} = 18,77^\circ$$

$$\theta_2 = \text{Arc sin } \frac{1487}{3060} = 29,07^\circ$$

Les valeurs calculées correspondent sensiblement à celles visualisées sur le graphique expérimental de la figure 1.

En ce qui concerne le matériau proposé (sable + liant), compte tenu de ce qui est exposé plus haut (absence d'onde de cisaillement), il est clair que seul le premier angle critique est présent; c'est bien ce que nous retrouvons respectivement sur les figures 2, 3 et 4 avec un angle critique calculé de l'ordre de 43°.

5. Intérêts propres au matériau composé.

Les roches naturelles ont des caractéristiques pétrophysiques figées, inhérentes à leurs qualités, tandis que les paramètres du matériau composé que nous proposons peuvent être modifiés à volonté selon les proportions des constituants (sable et liant).

Les échantillons sont faciles à réaliser avec des ingrédients courants, que l'on peut mouler (choix de la forme et des dimensions laissé à l'expérimentateur), ce qui n'est pas le cas avec le verre fritté, par exemple, que l'on trouve dans l'industrie à des dimensions imposées et qui présente l'inconvénient d'une température de frittage assez élevée - aux alentours de 700°C - exigeant l'utilisation d'un four de volume intérieur suffisant pour l'élaboration des échantillons.

En respectant les proportions des constituants indiquées précédemment, l'expérimentateur est assuré de pouvoir observer l'onde lente dans des conditions favorables.

6. Conclusion.

Dans cette étude, nous avons observé et mis en évidence l'onde de compression de seconde espèce, appelée également onde lente, dans un matériau composé, créé simplement à partir de deux constituants courants (sable et liant).

Toutefois l'onde lente ne s'observe que dans la mesure où le mélange, concernant les taux de sable, est situé dans la fourchette de valeurs mentionnée plus haut.

Outre la facilité de fabrication et le faible coût de l'opération, le matériau offre l'avantage de caractéristiques physiques modifiables selon les charges pondérales utilisées.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Biot M.A., Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. I. Low-frequency range, J. Acoust. Soc. Am. 28 (1956a) 168-178.

Biot M.A., Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. II. Higher frequency range, J. Acoust. Soc. Am. 28 (1956b) 179-191.

[2] Plona T.J., Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 259-261.

[3] Klimentos T., Parker A., The preparation (by an epoxy-resin method) and physical properties of artificial sandstones, Sediment. Geol. 59 (1988) 307-312.

[4] Kelder O., Smeulders D.M.J., Observation of the Biot slow wave in water-saturated Nivelsteiner sandstone, Geophysics 62 6 (1997) 1794-1796.

[5] Johnson D.L., Plona T.J., Acoustic slow waves and the consolidation transition, J. Acoust. Soc. Am. 72 (1982) 556-564.

[6] Gazanhes C., Hérault J.-P., Dispersion acoustique dans des roches poreuses, J. Phys. III 3 (1993) 2071-2086.

[7] Rosenbaum J.H., Synthetic micro seismograms : loggins in porous formation, Geophysics 39 (1974) 14-32.

[8] Stoll R.D., Sediment acoustics, Lecture Notes in Earth Sciences (Springer-Verlag , Berlin) (1989).

- [9] Bourbié T., Coussy O., Zinszner B., *Acoustique des milieux poreux* (Editions Technip. Paris) (1986).
- [10] Ogushwitz P.R., Applicability of the Biot theory, *J. Acoust. Soc. Am.* 77 (1985) . I.Low-porosity materials, 429-440; II.Suspensions, 441-452; III.Wave speeds versus depth in marine sediments, 453-464.
- [11] Gist G.A., Fluid effects on velocity and attenuation in sandstones, *J. Acoust. Soc. Am.* 96 (1994) 1158-1173.
- [12] Allard J.F., *Propagation of sound in porous media*, Elsevier Applied Science.(1993).
- [13] Klimentos T., McCann C., Why is the Biot slow compressional wave not observed in real rocks?, *Geophysics* 53 (1988) 1605-1609.
- [14] Nagy P.B., Adler L., Bonner B.P., Slow wave propagation in air-filled porous materials and natural rocks, *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990) 2504-2506.

LABORATOIRE DE MÉCANIQUE ET D'ACOUSTIQUE (L.M.A.)
31, chemin Joseph-Aiguier
13402 MARSEILLE CEDEX 20

Téléphone: 04 91 16 40 00
Télécopieur: 04 91 22 08 75